

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: HET NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

HOE BEOORDEELT MEN DE KWALITEIT VAN EEN WEGVERLICHTING?

door G. HOLST EN P. J. BOUMA.

Samenvatting. Voor de beoordeeling van een wegverlichting is nòch het opgeven van de verlichtingssterkte, nòch het opgeven van de helderheidsverdeling op de weg, voldoende. Het blijkt noodzakelijk te zijn om op de weg zichtbaarheidsproeven te nemen. Nadat de beginselen behandeld zijn, waarop een zichtbaarheidsmeter behoort te berusten, wordt een eenvoudige uitvoeringsvorm beschreven. Meetresultaten voor verschillende bestaande installaties worden genoemd en gediscussieerd.

Inleiding

In enkele voorgaande artikelen¹⁾ werden een aantal eigenschappen van het oog besproken, die ons eenig inzicht verschaffen in de wijze, waarop de waarneming op de weg geschiedt, en in de factoren, die de waarnemingsmogelijkheid in gunstige of ongunstige zin beïnvloeden. Tevens kunnen deze gegevens dienen als algemeen richtsnoer bij het ontwerpen van verlichtingsinstallaties.

De kennis van het zien is echter geenszins zoover gevorderd, dat we op grondslag van de gegevens van het oog zonder meer het ideale verlichtingssysteem voor een bepaald geval zouden kunnen ontwerpen. In de eerste plaats weten we vaak niet, hoeveel de verschillende afzonderlijke factoren — zooals gezichtsscherpte, contrastgevoeligheid, enz. — bijdragen tot het zien, en bovendien zullen er bij elke wegverlichting een aantal bijzonderheden zijn (bijvoorbeeld de helderheidsverhoudingen van de omgeving, de veranderingen van de reflectie-eigenschappen van de weg tengevolge van slijtage en vocht), waarvan de invloed op de waarnemingsmogelijkheid zeer moeilijk te overzien is.

Zoowel om onze practische ervaring te verrijken als om de waarde van bepaalde verlichtingssystemen in de practijk te kunnen aantonen, is het dus zeer gewenscht om bij een reeds uitgevoerde verlichtingsinstallatie het bereikte resultaat juist te kunnen beoordeelen, en zoo mogelijk in getallen vast te leggen.

We leggen er de nadruk op, dat het hiertoe

absoluut noodzakelijk is, om metingen op de weg te verrichten, daar het alleen dan mogelijk is, om alle factoren, die in de practijk het zien op de weg zullen beïnvloeden, ook mede te laten werken tot het verkrijgen van het meetresultaat. Metingen aan verkleinde modellen van de installatie of bestudeering van foto's en films, die op de verlichte weg zijn opgenomen, kunnen ons in het algemeen dus niet het gewenschte resultaat geven.

Het meten van de verlichtingssterkte

Welke metingen moeten we nu op de weg verrichten, om tot getallen te komen, die de kwaliteit van de verlichting goed karakteriseren?

Vroeger heeft men zich veelal beperkt tot het meten van de horizontale en verticale verlichtingssterkte, d.w.z. van de hoeveelheid licht, die op de verschillende deelen van het wegdek, en op verschillend daarop geplaatste verticale vlakken valt. Het zal zonder meer duidelijk zijn, dat we uit het meetresultaat van dergelijke „luxmetingen” nog niet af kunnen lezen, hoe goed we nu op de gemeten weg kunnen zien. Wat ons tenslotte interesseert is nl. geenszins de hoeveelheid licht, die valt op de verschillende deelen van de weg of op de daarop waar te nemen voorwerpen, maar veeleer de hoeveelheid licht, die door de verschillende deelen van weg en voorwerpen in de richting van ons oog uitgestraald wordt, en zoo tot de waarneming bijdraagt. Anders uitgedrukt: het gaat tenslotte niet om de verlichtingssterkte van de weg, maar om de helderheid. Wanneer we eenzelfde verlichtingssysteem aanbrengen op twee verschillende wegen, dan kan het resultaat nog

¹⁾ Philips techn. T. I, 102, 142, 166, 215 en 225, 1936.

zeer verschillend zijn, doordat de eene weg geheel andere reflectie-eigenschappen bezit dan de andere (bijv. donkerder is, of meer spiegelende reflectie vertoont). Hoewel de verlichtingssterkte dezelfde is, is de helderheidsverdeeling een andere.

Het meten van de helderheid

We zullen ons dus reeds een veel beter oordeel over de kwaliteit van de verlichting kunnen vormen, wanneer we inplaats van de verlichtingssterkte de helderheden op de weg gaan meten.

Een praktisch bezwaar hierbij is, dat de metingen zeer veel tijd in beslag nemen. Terwijl nl. de verlichtingssterkte op een bepaald punt van het wegdek door één enkele meting wordt vastgelegd, is de helderheid van datzelfde stukje weg in verschillende richtingen verschillend, m.a.w. nog afhankelijk van de plaats van de waarnemer. Voor het volledig vastleggen van de helderheidsverdeling moeten we dus niet alleen ons meetinstrument achtereenvolgens op alle verschillende deelen van het wegdek richten, maar bovendien zelf nog een aantal verschillende standen innemen.

Een ernstig bezwaar, dat van meer principiele aard is, bestaat hierin, dat ook de helderheidsverdeling op de weg ons nog niet in staat stelt om een goed antwoord te geven op de vraag: „hoe goed zien we nu op de weg?” Dit heeft verschillende redenen.

In de eerste plaats wordt het zien niet uitsluitend bepaald door de helderheden van het wegdek en de daarop voorkomende voorwerpen, maar ook bijvoorbeeld door de aanwezigheid van verblindende lichtbronnen; de helderheidsmetingen alleen leveren ons voor de beoordeeling dus niet voldoende gegevens. Maar bovendien verschaffen ze ons die gegevens in een minder gemakkelijke vorm; want het is verre van eenvoudig — zoo niet onmogelijk — om uit de helderheidsverdeling af te lezen, hoe goed we op de weg kunnen zien. Wel kan men uit de helderheidsmeting bijv. opmaken, of de weg op het oog al dan niet heldere en donkere plekken zal vertoonen, maar het is zeer moeilijk om de invloed van deze ongelijkmatigheid op de waarnemingsmogelijkheid te beoordeelen.

Het meten van de prestaties van het oog

We zien, dat ons tenslotte niets anders overblijft dan op de weg werkelijke proeven uit te voeren omtrent zichtbaarheid van voorwerpen.

Plaatst men eenvoudig allerhande voorwerpen op verschillende plaatsen van de weg, en neemt men waar, op welke afstand men ze nog kan waar-

nemen of herkennen, dan meet men op deze wijze weliswaar, hoe goed men op de weg ziet, maar de metingen zijn zeer omslachtig en tijdrovend, en vaak gevaarlijk. Het is dus van belang om na te gaan, of we met behulp van een optisch instrument deze onderzoeken niet kunnen vergemakkelijken.

Bij de constructie van een dergelijk toestel moeten we ons steeds laten leiden door het beginsel, dat we bij de waarnemingen met behulp van het instrument het oog practisch aan dezelfde omstandigheden moeten blootstellen als bij het waarnemen met het bloote oog. Verliest men deze regel uit het oog, dan meet men nog wel prestaties van het gezichtsorgaan, maar onder omstandigheden, die in de practijk niet voorkomen.

Bijna elke meting van de prestaties van het oog berust op het vastleggen van een „drempelwaarde”, m.a.w. we zoeken die omstandigheden op, waaronder het oog een bepaald object nog juist kan waarnemen. De eerste vraag, die zich voordoet, is dus: hoe scheppen we de omstandigheden, die voor het bereiken van deze drempel vereischt zijn?

Een voor de hand liggende mogelijkheid is, dat men — bijv. door verschillende absorbeerende glazen voor het oog te plaatsen — de helderheid van het geheele gezichtsveld zoo ver vermindert, tot een op de weg geplaatst proefobject onzichtbaar wordt, en de grootte van deze helderheidsverlaging als maat voor de zichtbaarheid van het voorwerp opvat. Deze methode ligt ten grondslag aan een in Amerika zeer bekend toestel²⁾. We zien echter onmiddellijk, dat deze methode in strijd is met het algemeene beginsel, dat we boven genoemd hebben: we laten het oog werken onder omstandigheden — in dit geval bij helderheden — die in de practijk op de bestudeerde weg in het geheel niet voorkomen. Dit kan in vele gevallen tot een foutieve beoordeeling van de wegverlichting leiden. Het sterkste dreigt dit gevaar, wanneer we op deze wijze verlichtingen met verschillende lichtsoorten willen vergelijken. Zooals reeds vroeger uitvoerig besproken is³⁾, speelt bij deze vergelijking het helderheidsniveau een doorslaggevende rol: een lichtsoort, die bij sommige op de weg voorkomende helderheden de beste is, kan bij zeer lage helderheden minder gunstig worden dan andere lichtsoorten.

Ook de invloed van de verblindingsbron op het zien zal in het algemeen niet dezelfde blijven bij een evenredige verlaging van de helderheden van wegdek en verblindingsbron. Een betere methode om tot drempelwaarden te komen is, dat men het proef-

²⁾ De Visibility meter van Luckiesh (J. Franklin Inst. 220, 431, 1935).

³⁾ Philips techn. T. 1, 166, 1936.

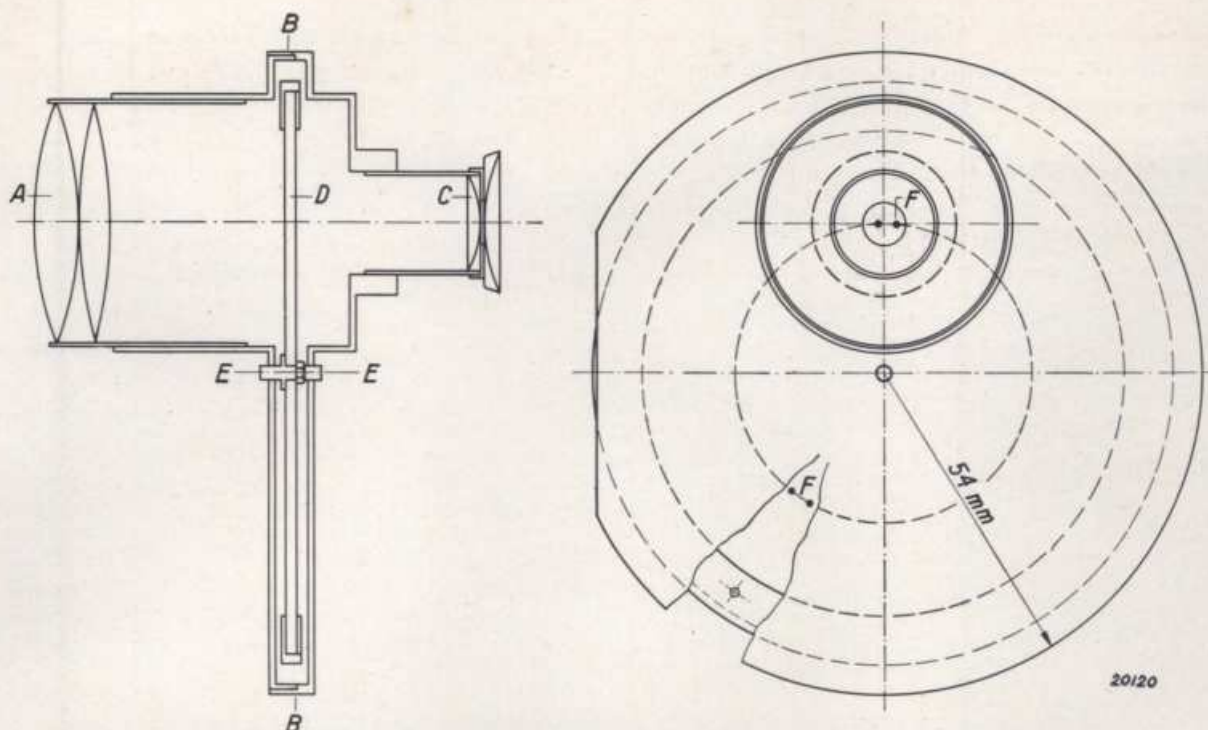


Fig. 1. „Philips' zichtbaarheidsmeter". *A* objectief, *C* loupe, waarmee de stipjes *F* van opeenvolgende doorlaatbaarheid worden vergeleken met de door het wegdek geleverde achtergrond.

voorwerp veranderlijk maakt, of uit een reeks proefvoorwerpen het nog juist waarneembare uitzoekt.

Om te vermijden, dat deze methode zeer omslachtig en tijdrovend wordt, is het gewenscht om de voorwerpen niet werkelijk op de weg te plaatsen, doch het wegdek door een lens af te beelden op een dicht bij ons oog gelegen vlak, waarin tevens de proefobjecten zijn aangebracht.

Constructie van de „Philips' zichtbaarheidsmeter"

Fig. 1 geeft een door ons ontworpen toestel, dat op deze beginselen berust. Door het objectief *A* wordt het wegdek afgebeeld in het vlak *B-B*, waarin tevens een om de as *E-E* draaibare glazen schijf *D* is aangebracht. Op deze schijf bevindt zich een reeks van ca. 50 kleine stipjes (*F*) van verschillende doorlaatbaarheid, die hierop langs fotografische weg zijn aangebracht. De stipjes worden, tegelijk met het beeld van de weg, door een loupe *C* bekeken. Door het toestel op het te onderzoeken weggedeelte te richten, en de schijf *D* te draaien, kan men vaststellen, welk stipje tegen de weg als achtergrond nog juist waarneembaar is.

Bij de praktische uitvoering van het toestel hebben we er naar gestreefd het beginsel, dat het oog bij gebruik van het apparaat aan dezelfde omstandigheden blootgesteld moet worden als in de praktijk, zooveel mogelijk te handhaven; de volgende punten mogen dit nader toelichten:

- 1) Op de weg teekenen zich de voorwerpen bijna altijd donker tegen het wegdek af. Dit is bij de proefobjecten ook het geval.
- 2) Om te zorgen, dat geen verblindingsbronnen, die het zien in sterke mate beïnvloeden, afgeschermd worden door het kijkertje, is het gezichtsveld zoo groot mogelijk gekozen. Dat hierdoor de afbeelding aan de randen minder goed wordt, is van secundair belang.
- 3) De gezichtshoeken tusschen verschillende voorwerpen van het tafereel (bijv. tusschen een waar te nemen voorwerp en een verblindingsbron) mogen door het aanbrengen van het toestel niet veranderd worden. Dit is bereikt door de brandpuntafstanden van *A* en *C* gelijk te kiezen. Hierdoor heeft het geheele optische systeem een vergrooting 1 : 1.
- 4) De hoekafmetingen van de proefvoorwerpen moeten dezelfde orde van grootte hebben als die van de op de weg voorkomende obstakels. In het toestel zien we de vlekjes onder een hoek van ca. 35', hetgeen overeenstemt met de hoek, waaronder we een voetganger zien op ca. 150 meter afstand.
- 5) De contrasten tusschen proefvoorwerp en achtergrond moeten dezelfde orde van grootte hebben als de op de weg optredende contrasten.

Fig. 2 geeft de ijking van een der gebruikte glasplaatjes. Als abscis zijn hier de nummers *N* van de

vlekjes uitgezet, als ordinaat het contrast K^4), dat het vlekje maakt met het als achtergrond optredende wegdek. De contrasten variëren dus ongeveer van 80% (een voorwerp met een 5 maal zoo lage reflectiecoëfficiënt als de weg) tot 2% (een onder de allergunstigste omstandigheden nog juist waar te nemen contrast).

Meetresultaten

Het resultaat van de instelling zal natuurlijk voor verschillende deelen van het wegdek verschillend zijn (ongelijkmatigheid van de helderheidsverdeling, verschillende invloed van de verblinding, enz.). Geven we de hoogste en laagste op een bepaalde weg gemeten waarden aan, dan krijgen we echter al een behoorlijke indruk van de kwaliteit van de verlichting: een juistere indruk dan ons door de volledige verlichtingssterkte- of helderheidsverdeling gegeven kan worden.

In tabel I zijn enkele meetresultaten aan bestaande installaties vereenigd.

Tabel I

	Plaats	Lichtsoort	Geinstal-leerd vermogen in kw/km	Juist waarneembaar contrast		
				gunstige plaats	ongunstigste plaats	gemiddeld
1	Eindhoven	Natrium	3	0,07	0,20	0,14
2	Cheltenham	"	2,5			0,15
3	Vught	"	3			0,10
4	Croydon ⁵⁾	"	4,3			0,15
5	Vught	Kwikkenglicht	6,3			0,18
6	Londen	Kwik	10,5			0,34
7	Cheltenham	"	9,5			0,39
8	Eindhoven	Gloeilampen	5	0,19	0,31	0,25
9	"	"		0,34	0,47	0,40
10	Eindhoven	Gaslicht		0,39	0,70	0,54
11	Londen	"				0,28
4a	Croydon	Natrium	4,3	met verblindingsbron		0,34

We merken hierbij het volgende op:

De resultaten voor de verschillende natriumverlichtingen (1-4) stemmen verrassend goed overeen; die voor de drie kwikverlichtingen (5-7) variëren sterk, hetgeen echter onmiddellijk te begrijpen is. Bij de installatie in Vught is er voor zorg gedragen, dat de lampen geen licht onder

⁴⁾ Het contrast tusschen twee helderheden wordt gedefinieerd als:

$$K = \frac{\text{grootste helderheid} - \text{kleinste helderheid}}{\text{grootste helderheid}}$$

Voor een vlekje met doorlaatbaarheid p wordt dus het contrast $K = 1 - p$.

⁵⁾ vgl. de foto op p.312 in de Octoberaflevering van dit tijdschrift

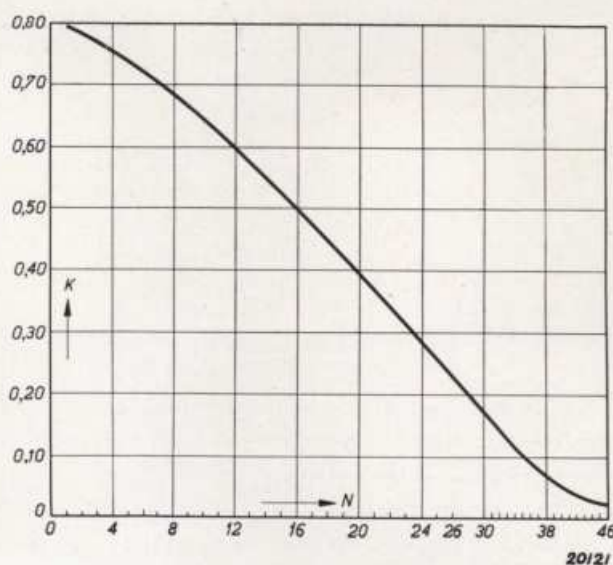


Fig. 2. Het contrast K der met 1 tot en met 46 genummerde stipjes F tenzichte van de door het wegdek geleverde achtergrond.

zeer kleine hoeken met de horizon konden uitzenden (zg. diepstralende armaturen), terwijl dit bij de beide andere installaties niet het geval is (breedstralende armaturen). Het groote verschil tusschen 5, 6 en 7 is dus in hoofdzaak toe te schrijven aan de verblinding tengevolge van de sterke uitstraling in bijna horizontale richting.

De voorbeelden 8 en 9 zijn de beste en de slechtste van een aantal met gloeilampen verlichte wegen in de omgeving van Eindhoven, voorbeelden 10 en 11 resp. een als slecht, en als zeer goed beschouwde gasverlichting.

Het voorbeeld 4a heeft betrekking op dezelfde installatie als 4, doch werd gemeten op het oogneblik, dat een auto met koplicht tot op een afstand van ca. 200 meter was genaderd: we zien hoe de verblinding de prestatie van het oog enorm heeft doen achteruitgaan.

De beste resultaten boekt het oog blijkbaar bij de natrium- en kwikverlichtingen (1-5), waarbij de lichtbronnen afgeschermd zijn voor het oog; men merke op, met hoe weinig kilowatts per km dit resultaat bereikt werd!

Tenslotte merken we op, dat men in het algemeen kan zeggen, dat de verlichting voor snelverkeer ontoereikend is, wanneer contrasten van ca. 25% op groote deelen van het wegdek reeds niet meer waargenomen kunnen worden. Aan de eischen voor het snelverkeer wordt door de installaties 1-5 volkomen voldaan (waarbij voorbeeld 4a ons toont, hoe noodzakelijk het is om op dergelijke goed verlichte wegen met gedoofde koplampen te rijden!), terwijl de beste gloeilampen en gasverlichtingen (8 en 11) juist aan de grens zijn.

HET GEBRUIK VAN PUPINSPOELEN IN DE TELEFOON TECHNIEK

door W. SIX.

Samenvatting. De demping en de vervormingen van een telefoonkabel kunnen aanzienlijk verminderd worden, door in de leiding op regelmatige afstanden inductiespoelen te schakelen, zg. Pupinspoelen. In dit artikel wordt aan de hand van de theorie der gepupiniseerde leiding aangetoond, dat aan de ijzern kern van de Pupinspoelen de volgende eischen moeten worden gesteld: hooge permeabiliteit, lage hysteresis, hooge stabiliteit. Door een gecombineerde wals- en warmtebehandeling is het gelukt nikkelijzerband te vervaardigen, dat aan deze eischen behoorlijk voldoet.

In de telefonie worden geluidsgolven door de microfoon omgezet in elektrische golven, deze worden door geleidingen overgebracht en daarna in de telefoon weer omgezet in geluidsgolven.

De geluidsgolven, die door de menselijke stem worden voortgebracht, omvatten een groot aantal trillingen van verschillende frequenties, met ver uiteenlopende amplituden. Een goede overdracht vindt alleen plaats, wanneer de geluidsgolven, die de telefoon voortbrengt, de verschillende frequenties in dezelfde onderlinge sterkteverhouding bevatten als het door de microfoon opgevangen geluid. Daarentegen blijkt het oor zeer weinig gevoelig te zijn voor verandering in *phase* van de samenstellende trillingen. Een juiste overdracht van de phaseverhoudingen is dus niet noodzakelijk. In de keten van microfoon, geleiding en telefoon zullen deze drie elementen alle de overdracht beïnvloeden. Wij willen ons thans echter alleen bezighouden met de geleidingen. Gelukkig is ons oor in staat zelfs in een sterk vervormd geluidsbeeld nog het oorspronkelijke geluid te herkennen. Bij belangrijke wijziging in de verhoudingen van de amplituden zal wel het timbre van het geluid veranderen. Zoo zal bijv. de spraak dof klinken wanneer trillingen met hogere frequenties naar verhouding kleinere amplituden hebben dan de lagere frequenties. Wanneer echter de hogere frequenties naar verhouding al te veel worden verzwakt dan blijft er niets anders over dan een dof gebrom en wordt de spraak volkomen onverstaaanbaar.

Zooals wij later nader zullen uiteenzetten zal van een sinusvormige elektrische trilling, die zich langs een geleiding voortplant, de amplitude afnemen, tengevolge van de demping van de geleiding. Deze demping is afhankelijk van de frequentie en neemt toe voor hogere frequenties. Bovendien is de voortplantingssnelheid voor hogere frequenties kleiner dan voor lagere. Dit heeft tengevolge, dat bij voortplanting van samengestelde trillingen langs een geleiding door demping en phaseverandering het beeld van de trilling wordt gewijzigd.

In het begin van de telefoontechniek was dit het groote struikelblok voor het totstandbrengen van telefoonverbindingen over langere afstanden.

Een telefoongeleiding, hetzij kabel- of bovengrondsche leiding, heeft, behalve weerstand, ook capaciteit, zelfinductie en afleiding (d.i. lekstroom per volt spanningsverschil). Wij kunnen een dergelijke geleiding voorstellen door een netwerk met serie-impedanties bestaande uit weerstand en zelfinductie en parallel-impedanties bestaande uit capaciteit en afleiding.

In fig. 1 is het vervangingsschema voor één lengte-eenheid van een kabel weergegeven. Uit deze

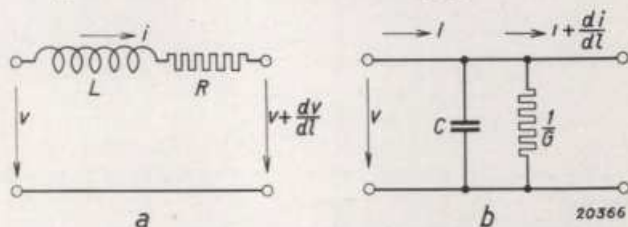


Fig. 1. Vervangingsschema voor een lengte-eenheid van een kabel. a) Verandering van de spanning langs de kabel door weerstand en zelfinductie; b) Verandering van de stroomsterkte langs de kabel door afleiding en capaciteit.

figuur kan men gemakkelijk voor de verandering van de spanning v en de stroomsterkte i in de richting van de kabelcoördinaat l de onderstaande differentiaal vergelijkingen afleiden:

$$\left. \begin{aligned} -\frac{\partial v}{\partial l} &= Ri + L \frac{\partial i}{\partial t} \\ -\frac{\partial i}{\partial l} &= Gv + C \frac{\partial v}{\partial t} \end{aligned} \right\} \dots (1)$$

waarin R de weerstand, L de zelfinductie, C de capaciteit en G de afleiding per km leiding zijn.

Teneinde deze vergelijkingen op te lossen, karakteriseeren wij de sinusvormig veronderstelde spanningen en stroomen door complexe functies van de tijd:

$$\begin{aligned} i &= Ie^{j\omega t} \\ v &= Ve^{j\omega t} \end{aligned}$$

In dat geval kunnen wij voor de bovenstaande vergelijkingen schrijven:

$$\left. \begin{aligned} -\frac{\partial V}{\partial t} &= (R + j\omega L) I \\ -\frac{\partial I}{\partial t} &= (G + j\omega C) V \end{aligned} \right\} \dots (2)$$

Aan deze vergelijkingen wordt voldaan door:

$$\begin{aligned} V &= V_0 e^{-Tt}, \\ I &= I_0 e^{-Tt}, \end{aligned}$$

waarin I_0 en V_0 stroom en de spanning aan het begin van de leiding zijn en

$$T = \sqrt{(R + j\omega L)(G + j\omega C)} = \alpha + j\beta \dots (3)$$

Wij noemen T de voortplantingsconstante. Deze bestaat uit een reëel deel α , de dempingsconstante en een imaginair deel $j\beta$, de phaseconstante. De spanning en de stroom langs de leiding hebben dus de gedaante:

$$\begin{aligned} v &= V e^{j\omega t} = V_0 e^{-(\alpha + j\beta)t} e^{j\omega t}, \text{ of} \\ v &= V_0 e^{-\alpha t} e^{-j\omega(t - \beta t/\omega)} \\ i &= I_0 e^{-\alpha t} e^{-j\omega(t - \beta t/\omega)} \end{aligned} \left\} \dots (4)$$

Uit deze voorstelling blijkt, dat de spanning en de stroom zich langs de geleider in de vorm van loopende, gedempte golven voortplanten. De demping is door α bepaald. De voortplantingsnelheid bedraagt:

$$S = \frac{\omega}{\beta}$$

Stellen wij de reële deelen en de imaginaire deelen op beide zijden van verg. (3) aan elkaar gelijk, dan volgt:

$$\begin{aligned} \alpha &= \sqrt{\frac{1}{2} \sqrt{(R^2 + \omega^2 L^2)(G^2 + \omega^2 C^2)} + \frac{1}{2}(RG - \omega^2 LC)} \\ \beta &= \sqrt{\frac{1}{2} \sqrt{(R^2 + \omega^2 L^2)(G^2 + \omega^2 C^2)} - \frac{1}{2}(RG - \omega^2 LC)}. \end{aligned}$$

Onvoldoende inzicht in de hierboven kort aangeduide theorie van de voortplanting van elektrische trillingen langs de geleidingen was oorzaak, dat men er in de aanvang niet in slaagde, telefonieverbindingen over groote afstanden tot stand te brengen. Wel had men reeds spoedig begrepen, dat de demping toenam bij grootere weerstand en capaciteit, maar tevens werd algemeen aangenomen, dat het vooral noodig was, de zelfinductie van de lijn zoo laag mogelijk te houden.

In 1887 werd door Heaviside de theorie voor de voortplanting van elektrische trillingen langs geleidingen uitgewerkt. Hij toonde daarbij tevens aan, dat voor het geval, dat $LG = RC$ is, de vrij ingewikkelde formules voor de dempingscoëfficiënt in een zeer eenvoudige vorm overgaan. Dan wordt nl. $\alpha = \sqrt{RG}$ en $\beta = \omega \sqrt{LC}$. De voortplantingssnelheid wordt dus in dit geval

$$S = \frac{\omega}{\beta} = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

Voor een leiding, die aan deze voorwaarde voldoet, is dus zowel de demping als de voortplantingssnelheid onafhankelijk van de frequentie d.w.z., dat ook bij de voortplanting van een uit meerdere frequenties samengestelde trilling, deze geheel onvervormd langs de leiding wordt overgebracht. Wel is waar wordt ook hier de samengestelde trilling gedempt, maar de vorm blijft voor elk punt van de leiding behouden. Wij noemen dit een distorsievrije lijn.

Het ging er nu om, op welke wijze aan deze voorwaarde kon worden voldaan. Bij kabels van de gewone uitvoering is RC altijd veel grooter dan LG , zoodat het voor de hand ligt om R of C kleiner te maken. Het was ook reeds lang bekend, dat voor bovengrondse lijnen met lage capaciteit de demping belangrijk kleiner was dan voor kabels en dat ook door vergrooting van de doorsnede van de leidingen, dus door vermindering van de weerstand de demping kleiner gemaakt kon worden. De hiermede binnen economische grenzen geboden mogelijkheden waren echter reeds uitgeput.

In de tweede plaats moest het dus mogelijk zijn distorsievrije lijnen te maken door vergrooting van G of L . Vergrooting van G heeft tengevolge, dat de demping wel voor alle frequenties gelijk wordt, maar tevens, dat ze toeneemt, terwijl door vergrooting van L bereikt wordt, dat de demping afneemt.

Eerst in 1899 gaf Prof. M. I. Pupin de praktische oplossing voor het probleem van lijnen met geringe distorsie. Hij stelde nl. voor om de zelfinductie van de lijn te verhoogen door op regelmatige afstanden zelfinductiespoelen in de lijn aan te brengen. Prof. Pupin toonde aan, dat zoolang de afstand tusschen de spoelen klein is ten opzichte van de golflengte, de formules voor kabels met gelijkmatig verdeelde zelfinductie ook gelden voor het geval, dat op regelmatige afstanden zelfinducties zijn geconcentreerd. Hij berekende, dat de demping α van een lijn met geconcentreerde zelfinductie, zich verhoudt tot de demping α' van de aequivalente lijn met verdeelde zelfinductie als $\frac{1}{2} \beta_s$ tot $\sin \frac{1}{2} \beta_s$, wanneer β_s de hoekverdraaiing tusschen twee opvolgende spoelen is. Voor kleine waarden van β_s , d.w.z. wanneer de afstand tusschen twee spoelen klein is ten opzichte van de golflengte, is α ongeveer gelijk aan α' . Is $\frac{1}{2} \beta_s$ aanzienlijk grooter dan $\sin \frac{1}{2} \beta_s$, dan is ook α aanzienlijk grooter dan α' . Het is dus noodig, dat de afstand tusschen de spoelen zoodanig wordt gekozen, dat er ook bij de hoogste frequentie, die moet worden overgebracht,

een voldoende aantal spoelen per golfengte is.

De eerste kabels met Pupinspoelen werden in het begin dezer eeuw aangelegd. Deze spoelen bestonden uit een ringvormige kern van dun staal-draad, waaromheen een toroïdale wikkeling van koperdraad was aangebracht. Deze toroïdvorm was gekozen om te zorgen, dat het uitwendige veld van de spoelen zoo klein mogelijk zou zijn, waardoor werd voorkomen, dat de spoelen, die in groote aantallen in ijzeren ketels werden ondergebracht, elkaar zouden beïnvloeden.

Sedertdien is aan de ontwikkeling van het kernmateriaal voor deze spoelen in de laboratoria van de verschillende telefoonfabrieken zeer veel arbeid besteed. Dit heeft ten gevolge gehad, dat niet alleen de afmetingen van de spoelen veel kleiner zijn geworden, maar bovendien, dat de eigenschappen veel zijn verbeterd.

Koper- en ijzerverliezen

Wij willen thans eerst nagaan, wat de belangrijkste eigenschappen zijn, waaraan Pupinspoelen moeten voldoen.

Het spreekt vanzelf, dat de koper- en ijzerverliezen der pupinspoelen de demping van de lijn zullen vergrooten, en het is dus zaak, deze klein te houden in verhouding tot de weerstand van de geleiding. De koperverliezen worden veroorzaakt door de ohmsche weerstand van de wikkeling. Om deze klein te houden is het wenschelijk een zoo hoog mogelijke permeabiliteit voor het kernmateriaal te kiezen, terwijl deze verliezen overigens steeds kunnen worden beperkt door vergrooing van de afmetingen van de spoel.

De ijzerverliezen zijn te splitsen in drie deelen, nl. de wervelstroomverliezen, de hysteresisverliezen en de nawerkingsverliezen.

De wervelstroomverliezen ontstaan door wervelstroomen in de kern. Ze zijn evenredig met het kwadraat van de frequentie en met B_o^2 als B_o de maximale inductie in de kern voorstelt. Zooals bekend is, kunnen de wervelstroom-verliezen verminderd worden door de kern onder te verdeelen. Het is noodig met deze onderverdeeling zoo ver te gaan, dat deze verliezen voor de hoogste frequentie, die moet worden overgedragen, klein zijn ten opzichte van die, welke aan de weerstand van de lijn te danken zijn.

De hysteresisverliezen zijn evenredig met de frequentie en verder voor kleine amplitudes van de stroom evenredig met B_o^2 ¹⁾. Wij kunnen de wer-

velstroom- en hysteresisverliezen uitdrukken in de vorm van een verliesweerstand, vermenigvuldigd met het kwadraat van de stroomsterkte. Stellen wij de inductie B_o evenredig aan de amplitude van de stroom, dan blijkt, dat de wervelstroom-verliesweerstand onafhankelijk is van de stroomsterkte, terwijl de hysteresis-verliesweerstand evenredig met de amplitude van de stroom toeneemt.

Zooals in een ander verband is uiteengezet ²⁾, geeft een van de stroom afhankelijke weerstand aanleiding tot niet-lineaire vervormingen. Het is om deze reden van zeer veel belang de hysteresis-verliesweerstand zoo klein mogelijk te houden. Hiertoe mag de inductie B_o niet te hoog worden opgevoerd.

Aangezien B_o evenredig is met de permeabiliteit van het materiaal is het zaak, dat ook deze permeabiliteit niet te hoog wordt opgevoerd met het oog op de hysteresis- en wervelstroomverliezen. Dit is in tegenspraak met hetgeen hierover werd opgemerkt in verband met de koperverliezen, zoodat hier naar een compromis moet worden gestreefd.

Ten slotte noemden wij nog de nawerkingsverliezen. Zooals hierboven werd opgemerkt, is de wervelstroom-verliesweerstand evenredig met het kwadraat van de frequentie, terwijl de hysteresis-verliesweerstand evenredig is met de eerste macht daarvan en met de stroom. Bij de bestudeering van de ijzerverliezen bleek nu, dat wanneer de verliesweerstand werd gemeten bij verschillende frequenties en stroomen en daarna geëxtrapoleerd voor frequentie nul en stroom nul, er nog een verliesweerstand overbleef. Door Jordan ³⁾ werd hieraan de naam nawerkingsverlies gegeven. Dit verlies is onafhankelijk van de stroom en evenredig met de frequentie; het is echter klein, vergeleken bij de andere verliezen, zoodat wij er niet verder op in zullen gaan.

Stabiliteit

Toen de eerste Pupinspoelen eenige jaren in bedrijf waren, kwam men tot de ontdekking, dat de zelfinductie van vele spoelen belangrijk was veranderd. Een nader onderzoek leerde, dat de oor-

¹⁾ Bij zwakke magnetisatie met wisselstroom bestaat tussen de inductie B en de veldsterkte H een verband van de vorm: $B = \mu H \pm r (H^2 - H_o^2)$, waarbij H_o de amplitude van de veldsterkte is en het $+$ of $-$ teken geldt, naarmate de veldsterkte oploopt of daalt. Het energieverlies per periode wordt gegeven door het oppervlak F van deze kromme en men berekent:

$$F = \frac{8}{3} \frac{r}{\mu^2} B_o^2.$$

²⁾ Philips techn. T. 1, 140, 1936 (in het artikel over de geluidschrijver van het Philips-Miller-systeem).

³⁾ H. Jordan, El. Nachr. Techn. 1, 7, 1924.

zaak hiervan lag in het feit, dat de permeabiliteit van het kernmateriaal werd gewijzigd bij magnetisatie met gelijkstroom. Deze magnetisatie was het gevolg van abnormaal groote stroommen, welke soms in de lijnen worden geïnduceerd bij blikseminslag of door sterkstroomleidingen voor tractie enz. Als maatstaf voor de stabiliteit werd voortaan genomen, de verandering van de zelfinductie na magnetisatie met een gelijkstroom van 1 A door de wikkeling. Bij de eerste

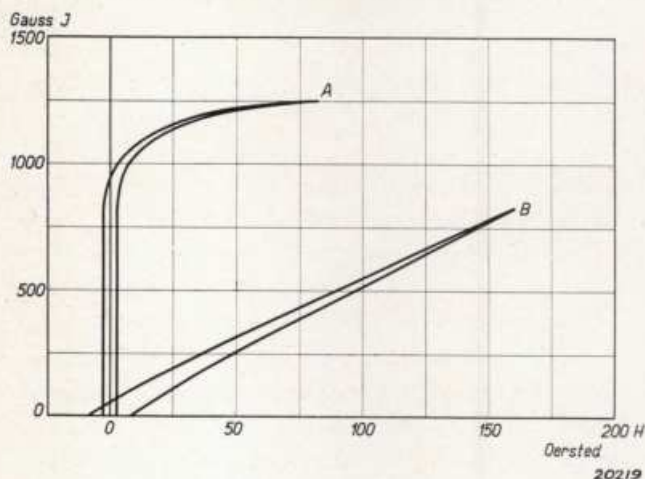


Fig. 2. Magnetisatiekrommen, gemeten aan nikkelijzerband voor Pupinspoelen.

A magneetveld loodrecht op de walsrichting,
B magneetveld evenwijdig aan de walsrichting.

Pupinspoelen veranderde de permeabiliteit 30% na magnetisatie met 1 A. Bij moderne spoelen wordt tegenwoordig een verandering van minder dan 1% bereikt.

Zooals reeds werd gezegd, bestonden de kernen van de eerste Pupinspoelen uit dun staaldraad. Een aanzienlijke verbetering werd in 1916 bereikt door invoering van de poederkernen. Deze kernen waren samengesteld uit ijzerpoeder, dat onder hooge druk met een isolatiemateriaal was samengeperst. Bij het gebruik van ijzerpoeder is de kern ook in de richting van de krachtlijnen onderverdeeld. Dit heeft dezelfde invloed als het aanbrengen

van een luchtspleet, alleen is bij de poederkernen de luchtspleet over de geheele lengte van de krachtlijnen gelijkmatig verdeeld, waardoor de symmetrie behouden blijft, zoodat het uitwendige veld gering is.

Door het aanbrengen van de luchtspleet wordt de inductie geringer bij dezelfde veldsterkte. Zou de magnetiseeringskromme van het oorspronkelijke materiaal lopen volgens A in fig. 2, dan loopt die van de poederkern minder steil bijv. volgens B.

Hiermede werd bereikt, dat ten eerste de stabiliteit veel beter was en in de tweede plaats de hysteresis-verliezen kleiner waren.

Sedert dien is nog zeer veel werk gedaan aan het verbeteren der poederkernen. Deze verbetering heeft men in verschillende richtingen gezocht nl. in de vorm van de metaaldeeltjes en in de keuze van het isolatiemateriaal. Ook heeft men getracht de metaaldeeltjes te richten door het aanbrengen van een magnetisch veld bij het samenpersen, maar vooral is de oplossing gezocht in de toepassing van metaalalliages met hooge aanvangspermeabiliteit en geringe hysteresis-verliezen. Het meest bekend is op dit gebied de toepassing van nikkelijzer-alliages, zooals het in Amerika uitgewerkte Permalloy.

Wij willen thans iets meedeelen over het materiaal voor kernen van Pupinspoelen, dat enkele jaren geleden in dit laboratorium werd uitgewerkt. Bij de ontwikkeling van het nieuwe materiaal werd er van uitgegaan dat de remanentie klein en B recht evenredig met H moet zijn. De magnetisatiekromme moest dus een soortgelijk beeld vertoonen als die van Permalloy in poedervorm (zie kromme B fig. 2).

Er werden proeven gedaan met bepaalde nikkelijzer-legeeringen die, hoewel zij in de gebruikelijke uitgegloeide toestand een zeer hooge remanentie hebben, daarentegen in hard-gewalste toestand lage remanentie en een geschikte hysteresiskromme hebben. Een dergelijke hardgewalste legering zou inderdaad, mits men deze gunstige eigenschap nog

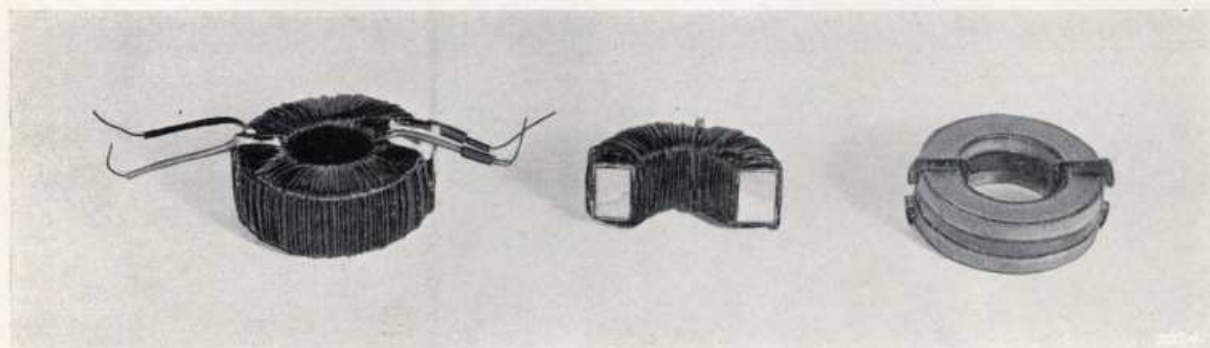


Fig. 3. Pupinspoel, a gereed voor montage,

b doorsnede,

c afgemonteerde kern.

verder kan opvoeren, een geschikt kernmateriaal kunnen zijn.

Om dit te onderzoeken werden kernen gemaakt van een nikkel-ijzer-legering, die tot een band van 60 micron was uitgewalst en daarna met lak geïsoleerd en opgerold (zie fig. 3). Om het materiaal gemakkelijk te kunnen walsen werd het gedurende het walsproces eenige keeren uitgegloeid. Bij de eerste proeven bleek reeds direct, dat de aldus verkregen kernen belangrijke verschillen vertoonden wat betreft de hysteresis-verliezen. Deze verliezen waren bij sommige spoelen ongeveer 5 maal zoo hoog dan bij andere. Nader onderzoek toonde aan, dat hooge hysteresis-verliezen ook steeds samengingen met hooge remanentie.

Door opsporing van de oorzaken dezer verschillen is het gelukt, het volgende fabricageproces uit te werken, dat een materiaal levert met zeer lage hysteresisverliezen en goede stabiliteit. Een nikkel-ijzerband wordt uitgewalst tot ca. 0,1 mm, daarna wordt dit materiaal door uitgløeien gerekristalliseerd, vervolgens uitgewalst tot 60 micron en tenslotte gegloeid bij een temperatuur van ca. 400°, waarbij geen rekristallisatie plaats heeft.

De vier fasen van dit fabricageproces hebben alle een bepaalde beteekenis. Bij het eerste uitwalsen wordt het nikkelijzer in de walsrichting sterk gedeformeerd. Dit heeft ten gevolge, dat bij de daarop volgende rekristallisatie een zeer speciale structuur ontstaat. De kristalassen liggen met een geringe spreiding allen evenwijdig aan de lengte-, breedte- en dikterichting van het band.

Deze zeer bepaalde kristalstructuur heeft ten gevolge, dat bij het daaropvolgende walsproces (van 0,1 mm tot 60 μ) spanningen in het materiaal ontstaan, waardoor dit ook magnetisch anisotroop wordt. Wordt van het uitgewalste band een magnetiseeringskromme opgenomen voor magnetisering in de walsrichting en loodrecht daarop, dan vindt men, dat deze een beeld vertoonen, dat overeenkomt met resp. kromme *B* en kromme *A* in fig. 2. Wij hebben hierdoor dus een materiaal verkregen, dat bij magnetisering in de walsrichting zeer lage hysteresisverliezen heeft.

Het vierde procédé, het uitgløeien, heeft tenslotte de taak de inwendige spanningen iets te verminderen, waardoor de permeabiliteit van het materiaal toeneemt zonder dat de lage hysteresis-waarde in de lengterichting te sterk oploopt.

De invloed van dit laatste gloeiproces blijkt uit fig. 4, waarin krommen zijn uitgezet voor de permeabiliteit μ , de hysteresis-waarde q ⁴⁾ en de stabiliteit $\Delta L/L$ als functie van de temperatuur bij het laatste gloeiproces.

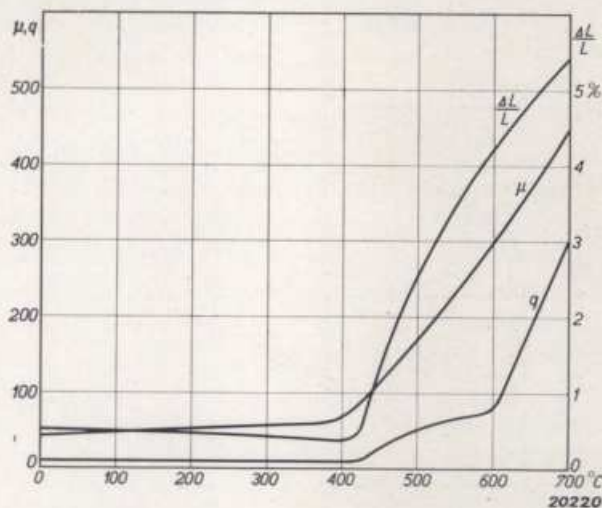


Fig. 4. Permeabiliteit μ , hysteresis-waarde q en stabiliteit $\Delta L/L$ als functie van de temperatuur bij het laatste gloeiproces. Het blijkt, dat de hysteresis tot 400° haar lage beginwaarde behoudt. Bij deze temperatuur is de permeabiliteit reeds aanzienlijk opgelopen, terwijl de stabiliteit hier een optimum bereikt.

liteit $\Delta L/L$ als functie van de temperatuur bij het laatste gloeiproces.

Voor het spoeltype, dat is afgebeeld in fig. 3, zijn de volgende praktische resultaten verkregen:

permeabiliteit $\mu = 80$;

hysteresis-waarde $q = h/\sqrt{L} = 7$;

stabiliteit $\Delta L/L = 0,5\%$.

Het kernvolume is 23 cm³ en het volume van de spoel 60 cm³.

⁴⁾ De hysteresis-waarde $q = h/\sqrt{L}$ geeft een getal voor de hysteresis-verliezen van de spoel, dat onafhankelijk is van het aantal windingen en alleen bepaald wordt door de afmetingen en het materiaal van de kern. Daarbij wordt met h de hysteresisfactor aangeduid, d.w.z. de toename van de hysteresis-verliesweerstand per Henry en per mA bij 800 perioden.

TELESCOOPSPIEGELS

door H. J. MEERKAMP VAN EMBDEN.

Samenvatting. De vorm van het oppervlak der spiegels, gebruikt in de groote spiegeltelescopen, moet aan zeer hooge eischen voldoen. In het gebruik treden afwijkingen op door de doorbuiging onder het eigen gewicht en door kleine temperatuursverschillen aan boven- en onderzijde van het glaslichaam. Beschreven wordt een methode om de gebruikelijke dikke glazen schijf te vervangen door een gietstuk van chroomijzer, dat daarna aan een zijde met een dünnere glaslaag bedekt wordt, waarin het reflecteerend oppervlak wordt uitgeslepen.

De ontwikkeling der astronomie en vooral die der astrophysica is zeer nauw verbonden met de ontwikkeling der voor de waarnemingen gebruikte instrumenten. Vóór de uitvinding van de kijker kon men alleen de banen der hemellichamen waarnemen en beschrijven, maar een verder inzicht in de bouw van het heelal had men niet.

De eerste kijkers worden omstreeks 1580 door Giambettista della Porta in Italië en door Zacharias Jansen (1608) in Holland gebouwd. De Hollandsche kijker, die oorspronkelijk als oorlogsinstrument bedoeld was en als zoodanig aan Prins Maurits werd aangeboden, werd spoedig algemeen bekend en ook in Parijs verkocht, en daardoor hoorde Galilei te Padua ervan. Deze doorzag de belangrijkheid der vinding, en bouwde deze kijker spoedig na, en nu volgt de snelle ontwikkeling van geheel nieuwe inzichten in de bouw van het heelal door de ontdekking der satellieten van Jupiter, de bergen op de Maan, de sterren van de Melkweg, de Zonnevlekken en zoo voort, welk inzicht in de 19e eeuw door de toepassing der spectraalanalyse en der fotografie zeer verdiept werd.

Naast de kijker kwam de spiegeltelescoop tot ontwikkeling. Newton (1640—1720) gaf door zijn ontdekking, dat de spiegel geen chromatische aberratie heeft in tegenstelling met de lens, een groote stoot aan de ontwikkeling van de spiegeltelescoop.

Bij de ontwikkeling van kijker en spiegeltelescoop zien we een soort wedstrijd om de voorrang tusschen deze twee instrumenten, waarbij beide om beurten een voorsprong krijgen. In de laatste jaren treedt de spiegeltelescoop meer op den voorgrond, doordat op de Mount Wilson in 1918 een telescoop met een spiegeldiameter van $2\frac{1}{2}$ meter in gebruik werd genomen, terwijl er thans een instrument met een spiegel van 5 meter in aanbouw is. Ter vergelijking diene, dat de grootste kijker (die van het Yerkes-observatorium) een lensdiameter van één meter heeft, zoodat voor de grootste instrumenten de spiegeltelescoop onbetwist de voorrang heeft.

Toch hebben beide instrumenten hun eigen toe-

passingsgebied. Een kijker wordt in 't algemeen gebruikt voor visuele waarneming en voor astrometrische doeleinden, een spiegeltelescoop en vooral die van groote afmetingen, is het aangewezen instrument voor het waarnemen van lichtzwakke voorwerpen en voor de spectrografie en fotografie. Het beeld, door de kijker gevormd, is op eenige afstand van de optische as nog scherp en in dit opzicht beter dan de afbeelding met een spiegeltelescoop verkregen, maar de laatste is door zijn groote afmetingen beter als verzamelaar van licht, dat is uitgezonden door zeer ver verwijderde objecten. Tenslotte worden spiegeltelescopen veel gebruikt door amateurs, daar zij veel eenvoudiger te maken zijn dan kijkers van overeenkomstige lichtsterkte.

Teneinde aan de chromatische aberratie te ontkomen, moet het objectief van een kijker uit minstens twee lenzen bestaan. Dat wil dus zeggen, dat aan het objectief vier oppervlakken geslepen en ten opzichte van elkaar gecentreerd moeten worden, tegen één oppervlakte van een spiegeltelescoop, terwijl hier de chromatische aberratie niet optreedt. Daarbij wordt in het kijkerobjectief een deel van het invallende licht gereflecteerd aan de oppervlakken en geabsorbeerd in het glas, en deze absorptie is sterker voor het licht met korte golflengte, waarvoor het fotografisch materiaal het gevoeligst is. Het lichtrendement van de spiegeltelescoop kan gunstiger zijn, vooral wanneer men de modernste methode, het veralumineeren van het oppervlak in plaats van verzilveren, toepast, daar het aluminiumoppervlak juist het fotografisch belangrijke deel van het spectrum goed terugkaatst. De reflectie van het verzilverde oppervlak van een telescoopspiegel daalt sterk wanneer het zilverbeslag aan de lucht dof wordt en moet door opnieuw verzilveren op regelmatige tijden verbeterd worden.

Het belangrijkste onderdeel van de spiegeltelescoop, de spiegel, werd oorspronkelijk van metaal gemaakt. Het zgn. spiegelmetaal, een alliage van 68.3% koper en 31.7% tin, is reeds lang bekend, en zeer goed bruikbaar. Het bezwaar is, dat het alliage zeer bros en slecht bewerkbaar is, waar-

door het maken van grootere stukken onmogelijk was. Door de samenstelling te wijzigen kon men wel grootere voorwerpen gieten, maar dit ging ten koste van de levensduur van het oppervlak, dat dan na kortere tijd aanloopt en het reflecteerend vermogen verliest. Door de hooge graad van nauwkeurigheid, die van het oppervlak vereischt wordt is een oppoetsen hiervan onmogelijk, een eenmaal dof geworden metaalspiegel is niet meer te herstellen.

Toch was het gebruik van spiegelmetaal de eenige methode, die in de 19e eeuw aan de beroemde Engelsche telescoopbouwers Herschel, Lord Rosse en Lassell ter beschikking stond voor het maken van groote telescopen — tot 182 cm diameter — waarmede zij vele belangrijke resultaten boekten.

Eerst in 1857 gaf Foucault een nieuwe methode aan. Hij geeft het oppervlak van een glazen schijf de gewenschte vorm en bedekt het dan chemisch met een zeer dun laagje zilver. Wordt dit dof door atmosferische invloeden, dan wordt het zilver eenvoudig opgelost en een nieuwe laag zilver aangebracht, zonder dat de vorm eenigszins gewijzigd is. Deze methode maakte groote opgang en wordt nog steeds algemeen toegepast. Eerst in de laatste jaren is door Dr. Strong te Pasadena een methode uitgewerkt om het zilverlaagje te vervangen door aluminium, dat in hoogvacuum door verdampen op het glas wordt aangebracht. Aan de lucht bedekt het aluminium zich met een uiterst dun laagje oxyd, maar wordt dan door de atmosfeer bijna niet verder aangetast.

Wanneer we nagaan, welke moeilijkheden optreden bij het maken en gebruiken van groote telescoopspiegels, en waardoor aan de waarneming van verafgelegen hemellichamen een grens wordt gesteld, dan kunnen wij deze moeilijkheden in twee groepen verdeelen, één groep van oorzaken, onafhankelijk van het gebruikte instrument, en een groep, te wijten aan het instrument.

Tot de eerste groep behoren de inhomogeniteit van de atmosfeer, en het optreden van storend licht, tot de tweede groep de mate van juistheid van het spiegeloppervlak, en de afwijkingen, ontstaan door spanningen in en vervormingen van de gebruikte materialen.

Moeilijkheden, onafhankelijk van het instrument

Het waarnemen van voorwerpen buiten de dampkring wordt zeer bemoeilijkt, doordat de lucht, waardoorheen het uitgezonden licht naar ons toekomt, niet in rust is, maar in voortdurende beweging. Was deze lucht nu homogeen, dan zou deze

strooming geen invloed hebben, maar door verschillen in temperatuur en vochtgehalte is dit geenszins het geval en de ongelijke breking van het licht op zijn weg naar het instrument maakt het dikwijls onmogelijk, goede waarnemingen te doen.

Hiernaast treden storingen op, doordat de ons omringende lucht niet geheel doorzichtig is, maar bezwangerd met stof en nevel. Niet alleen dat hierdoor een deel van het naar ons toegezonden licht diffuus verstrooid wordt, maar licht van andere bronnen afkomstig wordt eveneens diffuus verstrooid en dus neemt men niet een ster waar tegen een absoluut donkere achtergrond, maar tegen een achtergrond die zelf ook een geringe helderheid heeft. Hoe groot nu het oppervlak van de telescoopspiegel is, hoe meer licht van de waar te nemen ster in het brandpunt verzameld wordt en des te sterker zal het contrast ten opzichte van de achtergrond worden.

Teneinde de invloed van dit diffuse strooilicht te verminderen heeft men dan ook besloten de in aanbouw zijnde 5 meter telescoop niet naast de bestaande $2\frac{1}{2}$ meter telescoop, die thans de grootste ter wereld is, te plaatsen op de Mount Wilson, maar op de Mount Palomas (3300 m), op 150 KM afstand daar vandaan. De om de Mount Wilson liggende dalen hebben nl. de laatste jaren een sterke bevolkingstoename gehad, weshalve men zich genoodzaakt zag, het nieuwe observatorium op een meer afgelegen plaats te bouwen.

Moeilijkheden, te wijten aan het instrument

Liggen de hiervóór beschreven moeilijkheden buiten het terrein van den instrumentbouwer, met de thans volgende moet hij terdege rekening houden, daar zij op de bruikbaarheid van het instrument van beslissende invloed zijn. Wij willen ze daarom één voor één aan een nadere beschouwing onderwerpen.

De theoretisch juiste vorm van het spiegeloppervlak is een paraboloïde, en elke afwijking van de juiste vorm heeft een kwaliteitsvermindering tot gevolg. De eerste vraag die opkomt is dus: in hoeverre mag de uiteindelijke vorm van het oppervlak afwijken van de theoretisch juiste vorm, m.a.w. aan welke toleranties moet het oppervlak voldoen? De meest bekende regel hiervoor is gegeven door Lord Rayleigh, volgens welke de maximale afwijking op één punt mag bedragen $\frac{1}{8} \lambda$, of ongeveer 0,07 micron. We zien dus direct met welk een groote nauwkeurigheid het oppervlak bewerkt moet zijn, waar in de metaalbewerking een nauwkeurigheid van enkele microns reeds buitengewone eischen aan de gebruikte machines stelt. Maar ook

zien we, dat de moeilijkheden bij het vervaardigen van groote spiegels zeer snel toenemen, want het maakt wel verschil of men een dergelijke nauwkeurigheid aan moet houden voor een oppervlak van 180 cm^2 (een spiegel van 15 cm middellijn) of aan een van $200\,000 \text{ cm}^2$ (de 5-meter-spiegel).

Is deze eisch dus reeds zeer zwaar, zij wordt nog verergerd, doordat een telescoopspiegel niet een volkomen star lichaam is, maar, omdat het instrument in allerlei richtingen komt te staan, elastische vormveranderingen ondergaat, en bovendien door temperatuurschommelingen aan vormveranderingen onderhevig is. De gevolgen hiervan kunnen een telescoop voor het gebruik ongeschikt maken.

De tot nu toe gebruikte telescoopspiegels bestaan uit een glazen schijf, aan de onderzijde vlak geslepen, aan de bovenzijde hol geslepen en daarna verzilverd. Wordt een dergelijke schijf op de gebruikelijke wijze op drie punten opgelegd en dan uit de horizontale stand gedraaid om een ster te volgen, dan treden vormveranderingen op. In horizontale stand buigt de spiegel onder het eigen gewicht in het midden door, terwijl in geheel verticale stand de zwaartekracht een andere vervorming doet optreden. Voor een massieve schijf blijkt de vormverandering in verticale stand een te verwaarloozen effect te sorteeren, maar in horizontale stand is dit niet het geval, wanneer de spiegel meer dan ongeveer 20 cm diameter heeft.

Beschouwen wij eerst twee spiegels van hetzelfde materiaal vervaardigd, dan blijkt uit Couders¹⁾ onderzoekingen, dat de doorbuiging evenredig is met R^3/h^2 , waarin R de straal, h de dikte is. Het is dus mogelijk deze vervorming klein te houden door de dikte groot te maken ten opzichte van de diameter, maar hierdoor treden moeilijkheden op bij het vervaardigen en de montage, die deze weg spoedig afsluiten.

Beschouwen wij thans twee spiegels van dezelfde afmeting maar van verschillend materiaal, dan blijkt de doorbuiging evenredig met d/E waarin d het soortelijk gewicht, en E de elasticiteitsmodulus is. Vergelijken wij bijv. glas en brons, twee materialen die voor spiegels gebruikt worden, dan zien we dat de E voor beide materialen gelijk is, nl. ongeveer $7 \cdot 10^5 \text{ kg/cm}^2$ maar het soortelijk gewicht van brons is 8 tegen dat van glas $2\frac{1}{2}$, waardoor in dit geval glas veel beter is dan brons.

Bij de groote spiegels, die in bedrijf zijn, wordt meestal door een ingewikkeld stelsel van hefboomen met tegengewichten de spiegel op verschillen-

de plaatsen extra ondersteund, waardoor de invloed van het eigengewicht wordt tegengegaan. Worden dergelijke spiegels in meer verticale stand gebracht, dan wordt de tegendruk, door de contra gewichten uitgeoefend, kleiner, en wordt de spiegel dus min of meer ontlast.

Beschouwen wij thans de andere factor, die de vervorming beïnvloedt, nl. de ongelijkmatige temperatuur van de spiegel. Reeds bij het bewerken treedt deze invloed op, daar door het slijpwerktuig aan het oppervlak warmte wordt ontwikkeld, de onderzijde echter een lager temperatuur heeft. Hierdoor zet de bovenzijde anders uit dan de onderzijde, met als resultaat, dat de juiste kromming verstoord wordt, en gewacht moet worden met verder slijpen of met meten, tot dat de temperatuur weer gelijkmatig is. Het omgekeerde treedt op bij het gebruik; de bovenzijde, gericht naar de hemel, koelt gedurende de waarneming 's nachts af, terwijl de onderzijde, afgeschermd door een kussen van stilstaande lucht tusschen de achterzijde en het montuur, minder afkoelt. Ook hier is een vervorming het resultaat, totdat het temperatuur-evenwicht door geleiding door het glas en door straling, weer hersteld is. Ook hiernaar heeft Couders een onderzoek ingesteld, en gevonden, dat voor gelijke afmetingen de optredende vervorming evenredig is met $\alpha d c/k$, waarin

α de lineaire uitzettingscoëfficiënt

d het soortelijk gewicht

c de soortelijke warmte

k het warmtegeleidingsvermogen.

De vervorming, hierdoor veroorzaakt, heeft men getracht te verminderen door gebruik te maken van pyrexglas in plaats van gewoon glas, daar het een kleiner uitzettingscoëfficiënt en een beter ge-

	Uitzettingscoëfficiënt = relatieve verlenging per °C	Warmtegeleidings- vermogen in $\text{cal cm}^{-1} \text{ sec}^{-1}$
pyrexglas:	$3 \cdot 10^{-6}$	0,012
gewoon glas:	$9 \cdot 10^{-6}$	0,005

leidingsvermogen heeft. Met metalen spiegels zou men hier veel kunnen winnen, daar de geleiding van metalen ongeveer 100 maal zoo goed is als van glas.

Een derde oorzaak voor kromtrekken is daarin te zoeken, dat bij een spiegel niet alleen aan voor- en achterkant temperatuurverschillen kunnen optreden, maar ook aan de rand ten opzichte van het midden. Hierdoor wordt de randzone soms zoo sterk vervormd, dat de eenige mogelijkheid is, de spiegel te diafragmeeren, waardoor natuurlijk het

¹⁾ Een speciale studie over dit onderwerp vindt men bij A. Couders, Bull. Astron. VII, 1931.



Fig. 1. Achterzijde van de 30 cm-spiegel. Duidelijk ziet men de aangegoten uitsteeksels, waarmede later de spiegel in de telescoop wordt bevestigd. Tijdens het bewerken, wat met de hand geschiedt, is hieraan een houten ring als handgreep bevestigd.

nuttig oppervlak van de spiegel kleiner wordt. Ook hier zou een metalen spiegel veel minder gevoelig zijn. Hier zien we dus een groot voordeel van metaalspiegels.

Tot nu toe werden de spiegels uitsluitend in de vorm van massieve schijven vervaardigd, met uitzondering van de in aanbouw zijnde 5-m-spiegel van pyrex-glas welke uit een plaat bestaat, die aan de onderkant van ribben is voorzien. Een dergelijke vakwerkconstructie is in verschillende opzichten voordelig. Men heeft ze tot nu toe niet kunnen toepassen, omdat het gieten van ingewikkelde vormen uit glas zeer moeilijk is.



Fig. 2. Gietstuk voor een holle 30 cm-spiegel (brandpuntafstand 2 m). Bij het glas opleggen is een gedeelte over de rand heengevloeid. Het vormgeven geschiedt door 2 glaszijven, waartusschen slijpmiddelen worden gebracht (carborundum, alundum, polijstrood), over elkaar heen te bewegen.

Het gieten van metalen is veel gemakkelijker. Men houdt echter bij toepassing van metalen het reeds eerder genoemde bezwaar, dat het spiegelen-de oppervlak slecht bewerkbaar is en gauw verweert.

Een methode om deze moeilijkheden te verkleinen is hier thans in onderzoek. Hierbij worden de goede eigenschappen van glas en metaal gecombineerd door een metaalspiegel aan de bovenzijde te bedekken met een zeer dunne glaslaag, waarna het oppervlak wordt geslepen.

Het metaal dat gebruikt wordt is een speciale chroomijzerlegering, die een uitzettingscoëfficiënt



Fig. 3. De achterzijde van de 90 cm spiegel. Het vakwerk geeft de nodige sterkte aan de dunne bovenschijf, waarop het glas is aangesmolten.

heeft, gelijk aan die van glas. Deze legering heeft een uitgebreide toepassing gevonden voor vacuumdichte metaal-glas-verbindingen, die een essentieel onderdeel vormen van de grotere gelijkrichtbuisen, zendlampen en röntgenbuizen.

Het gieten van chroomijzer is niet veel moeilijker dan het gieten van staal en is veel gemakkelijker dan het gieten van glas.

Men kan dus elk model gieten, en de versterkingsribben zoo dun en hoog maken als voor groote sterkte bij klein eigengewicht nodig is. Tevens kan men ooren of steunen aangieten, die later bewerkt en van schroefdraad voorzien kunnen worden en dienen om de montage van de



Fig. 4. Chromijzer gietstuk van 90 cm diameter, aan de voorzijde bedekt met 10 mm glas (het glas is gematteerd). Het glas wordt later volkomen vlak geslepen, waarna het oppervlak verzilverd wordt.

spiegel aan het frame te vergemakkelijken.

Het gietstuk is door een eenvoudige gloeiing spanningsvrij te maken, wat niet gezegd kan worden van de glazen spiegels, die meestal maandenlang een zeer nauwkeurig te regelen koelproces moeten doormaken, wil men het materiaal spanningsvrij hebben.

Het chromijzer gietstuk wordt eerst aan de achterzijde bewerkt en vlak gedraaid, zoodat de spiegel later op de slijpmachine behoorlijk vlak ligt. Vervolgens wordt het omgedraaid, en het bovenvlak, dat later met glas bedekt wordt, bewerkt. Hierbij wordt dan het oppervlak bij ruwe benadering dezelfde vorm gegeven, die het geslepen oppervlak moet hebben.

Dan volgt het bedekken met glas. Op het metaal

wordt een glasplaat gelegd; metaal en glas worden in een oven geschoven en verhit tot boven de verweekingstemperatuur van het glas. Het glas begint te vloeien, en hecht aan het eronder liggende metaal, maar wordt niet zoo dun vloeibaar gemaakt, dat bij een holle spiegel alles naar het midden stroomt. Zoodoende blijft de glasdikte over het geheele oppervlak vrijwel constant. Men behoeft dus weinig weg te slijpen, maar het grootste voordeel is, dat de glaslaag dun is en de afkoeling zonder optreden van spanning snel kan geschieden, waarvoor ongeveer evenveel uren als anders weken noodig zijn. Ook is het mogelijk, de glazen platen van tevoren te sorteeren, en dus luchtblaasjes, steentjes en andere glasfouten van te voren te elimineeren.

Zoodoende kan men de voordeelen van metaal en glas vereenigen: van metaal de gemakkelijke vormgeving, goede geleidbaarheid, en gemakkelijke bevestiging, van glas het goede oppervlak en de mogelijkheid van verzilveren of veralumineeren.

Een holle spiegel, volgens deze werkwijze vervaardigd (fig. 1 en 2), is ter beschikking gesteld van de kort geleden gestichte Dr. A. F. Philips Sterrewacht te Eindhoven en wordt thans geslepen voor ca. 2 meter brandpuntsafstand. Deze spiegel zal in een daarbij te bouwen telescoop worden gebruikt.

Een vlakke spiegel van 90 cm middellijn (fig. 3 en 4), is afgeleverd aan het Californian Institute of Technology. Hij wordt nu geslepen om als spiegel voor een coelostaat te dienen, d.w.z. een toestel, dat dient om het door een hemellichaam uitgestraalde licht via een vlakke, door een uurwerk gedraaide spiegel in één bepaalde richting te weerkaatsen, waardoor de meetinstrumenten een vaste opstelling kunnen verkrijgen.

Worden deze coelostaten gebruikt voor waarnemingen van de zon, dan heeft een glazen spiegel groote bezwaren door de sterke vormveranderingen tengevolge van de groote temperatuursverschillen tijdens het meten, terwijl metalen spiegels bezwaren geven, doordat het oppervlak op den duur aanloopt, waardoor de reflectie slecht wordt.

De voordeelen van de nieuwe methode komen hier dus speciaal tot hun recht.

ELECTRISCHE FILTERS V

Vacantieleergang, gehouden te Delft, April 1936,

door BALTH. VAN DER POL en TH. J. WEIJERS.

INSCHAKELVERSCIJNSELEN.

Samenvatting. In dit artikel worden inschakelverschijnselen bij verliesvrije laagdoorlatende filters beschouwd. Met behulp van de operatorenmethode van Heaviside wordt de inschakelstroom berekend in de n^{e} cel van een oneindig lang filter, dat uit onderling gelijke cellen van het grondtype bestaat. Door voortgezette onderverdeling der filtercellen ontstaat in het limietgeval de continue kabel met gelijkmatig verdeelde zelfinductie en capaciteit. Uit deze limietovergang blijkt, dat bij deze verliesvrije kabel de stroom zich met een bepaalde snelheid ongedistordeerd voortplant. Tenslotte wordt aangegeven, op welke wijze de inschakelverschijnselen bij een hoogdoorlatend filter afgeleid kunnen worden uit die voor een laagdoorlatend filter.

In de voorgaande artikelen is het gedrag van filters beschouwd onder de invloed van een sinusvormige EMK. Uit de daar verkregen resultaten kan men het gedrag van het filter afleiden onder de invloed van een EMK, die een niet-sinusvormige, doch wel periodieke functie van de tijd is. Men kan deze functie nl. ontwikkelen in een reeks van Fourier, de invloed van iedere term nagaan, en dan, volgens het superpositiebeginsel (blz. 242), deze invloeden samenstellen.

Anders is het echter voor een EMK, die een niet-periodieke functie van de tijd is. In dit geval is een ontwikkeling in een reeks van Fourier niet mogelijk. Dit geldt ook voor een plotseling op het filter gebrachte spanning. Er treden dan overgangverschijnselen op die ook inschakelverschijnselen genoemd worden.

Deze verschijnselen willen we thans nader beschouwen. Het eenvoudigste geval is het plotseling inschakelen in een stroom- en spanningsloos filter van een gelijkspanning, waarvan we eenvoudigheidshalve de waarde gelijk 1 stellen, en die na het inschakelen verder constant blijft. Fig. 1 stelt deze spanning voor als functie van de tijd: voor $t < 0$ is $V = 0$, voor $t > 0$ is $V = 1$.

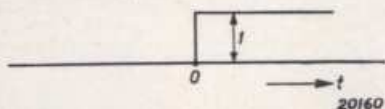


Fig. 1. De eenheidsfunctie van Heaviside.

Deze functie zullen wij volgens Heaviside de eenheidsfunctie noemen en voorstellen door [1]. In dit artikel beperken we ons tot de beschouwing van laagdoorlatende en hoogdoorlatende filters van het grondtype onder de invloed van deze eenheidsfunctie.

Hierbij maken we gebruik van de operatoren- of symbolische methode. Het prin-

cipe van deze methode is als volgt.

Is $i(t)$ een willekeurige functie van de tijd, dan kunnen we een functie van een andere variable p verkrijgen door de volgende uitdrukking (de integraal van Carson) te vormen:

$$p \int_0^{\infty} e^{-pt} i(t) dt = f(p) \quad \dots (1)$$

Wij schrijven verg. (1) symbolisch als:

$$i(t) \doteq f(p) \quad \dots (2)$$

Voor iedere gegeven functie $i(t)$ is $f(p)$ door (1) gedefinieerd, en omgekeerd. We noemen $f(p)$ de operatorische voorstelling van $i(t)$. Stelt $i(t)$ een stroom voor, en zijn op de tijd $t = 0$ de stroom en alle afgeleiden naar de tijd nul, dan is uit (1) af te leiden:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{dt} i(t) &\doteq p f(p) ; \\ \frac{d^2}{dt^2} i(t) &\doteq p^2 f(p) ; \\ &\vdots \\ \frac{d^n}{dt^n} i(t) &\doteq p^n f(p) . \end{aligned} \right\} \dots (3)$$

Differentieeren naar t komt dus overeen met vermenigvuldigen met p (en niet met $j\omega$, zooals bij de complexe methode). Evenzoo komt integreren overeen met vermenigvuldigen met $1/p$. Men berekent namelijk met behulp van verg. (1):

$$\int_0^t i(t) dt \doteq \frac{1}{p} f(p) \quad \dots (4)$$

Men krijgt dus een overgang van de bekende complexe methode naar de operatorenmethode, wanneer men $j\omega$ vervangt door p .

De operatorische voorstelling van de eenheidsfunctie [1], waarmee we ons verder zullen bezig houden, is te berekenen uit verg. (1):

$$[1] \doteq p \int_0^{\infty} e^{-pt} [1] dt = p \int_0^{\infty} e^{-pt} \cdot 1 \cdot dt = 1, \quad [1] \doteq 1 \quad \dots \quad (5)$$

De op het tijdstip $t = 0$ ingeschakelde, verder constante spanning wordt dus operatorisch voorgesteld door een constante, die gelijk is aan de absolute waarde van deze spanning.

Laagdoorlatend filter van het grondtype onder de invloed van de eenheidsfunctie van Heaviside

We beschouwen een laagdoorlatend filter, opgebouwd uit een oneindig aantal T -cellen van het grondtype (fig. 2), of, wat voor de stroom en spanningen in het filter hetzelfde is, een eindig

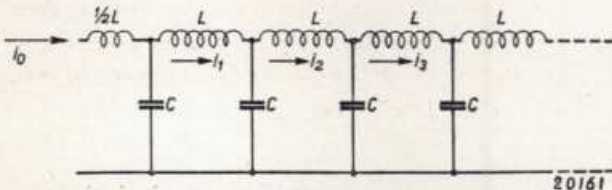


Fig. 2. Laagdoorlatend filter, opgebouwd uit een oneindig aantal T -cellen volgens het grondtype.

aantal cellen, aan het eind met de spiegelbeeldimpedantie gesloten.

We beschouwen dit filter eerst nog eens onder de invloed van een sinusvormige EMK, volgens de complexe voorstellingswijze $E_0 e^{j\omega t}$. Hierbij zullen wij gebruik maken van de formules voor laagdoorlatende filters, die vroeger¹⁾ werden afgeleid en op blz. 304 van dit tijdschrift in een tabel zijn verenigd. Voor de spiegelbeeldimpedantie Z_T' , dus hier de impedantie tussen de primaire klemmen geldt:

$$Z_T' = R \sqrt{1 - x^2} = \sqrt{\frac{L}{C}} \sqrt{1 - \frac{\omega^2}{\omega_1^2}} \quad (6)$$

en de voortplantingsconstante T van één cel is bepaald door:

$$e^{-T} = \frac{\sqrt{1 - x^2} - jx}{\sqrt{1 - x^2} + jx} = \left(\sqrt{1 - \frac{\omega^2}{\omega_1^2}} - j \frac{\omega}{\omega_1} \right)^2 \quad (7)$$

De verg. (6) en (7) geven Z_T' en T als functie van de cirkelfrequentie. ω_1 is de cirkelfrequentie van de grens van het doorlaatgebied. We noemen de secundaire stroom van de n^e cel i_n , dus de primaire stroom van de n^e cel (= de secundaire stroom van de $(n-1)^e$ cel i_{n-1}). De primaire stroom van de 1e cel is dan i_0 . Is nu de spanning tussen de primaire klemmen van het filter $E_0 e^{j\omega t}$, dan is

$$i_0 = \frac{E_0 e^{j\omega t}}{Z_T'} \quad \dots \quad (9)$$

$$i_n = \frac{E_0 e^{j\omega t}}{Z_T'} e^{-nT} = \frac{E_0 e^{j\omega t}}{\sqrt{\frac{L}{C}} \sqrt{1 - \frac{\omega^2}{\omega_1^2}}} \left(\sqrt{1 - \frac{\omega^2}{\omega_1^2}} - j \frac{\omega}{\omega_1} \right)^{2n} \quad (10)$$

Wat wordt nu i_n als tussen de primaire klemmen van het filter niet een sinusvormige spanning, maar de eenheidsfunctie [1] ingeschakeld wordt? We krijgen de operatorische voorstelling van deze stroom $i_n(t)$ als we in (10) $j\omega$ door p vervangen en $E_0 e^{j\omega t}$ door 1:

$$i_n(t) \doteq \sqrt{\frac{C}{L}} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{p^2}{\omega_1^2}}} \left(\sqrt{1 + \frac{p^2}{\omega_1^2}} - \frac{p}{\omega_1} \right)^{2n} \quad (11)$$

Om te zien, met welke tijdsfunctie deze operatorische uitdrukking (11) overeenkomt, dus hoe de stroom in de n^e tak van de tijd afhangt, substitueert men de uitdrukking (11) in de integraalvergelijking (1). Wij moeten dus oplossen de integraalvergelijking:

$$p \int_0^{\infty} e^{-pt} i_n(t) dt = \sqrt{\frac{C}{L}} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{p^2}{\omega_1^2}}} \left(\sqrt{1 + \frac{p^2}{\omega_1^2}} - \frac{p}{\omega_1} \right)^{2n} \quad (12)$$

en vragen ons af: welke functie $i_n(t)$ levert bij integratie dit resultaat?

Van een groot aantal functies is de operatorische voorstelling bekend; het 2e lid van (11) is een dezer bekende voorstellingen:

$$\int_0^{\omega_1 t} J_{2n}(x) dx \doteq \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{p^2}{\omega_1^2}}} \left(\sqrt{1 + \frac{p^2}{\omega_1^2}} - \frac{p}{\omega_1} \right)^{2n} \quad (13)$$

Uit (11) en (13) volgt nu:

$$i_n(t) = \sqrt{\frac{C}{L}} \int_0^{\omega_1 t} J_{2n}(x) dx, \quad \dots \quad (14)$$

waarin $J_{2n}(x)$ de Besselfunctie is van de orde $2n$ en met het argument x .

De uitdrukking (14) levert dus de stroom, die na de n^e cel van een laagdoorlatend filter, samengesteld uit T -cellen van het grondtype, ontstaat, wanneer aan het begin van het filter op de tijd $t = 0$ plotseling een gelijkspanning van de waarde 1 ingeschakeld wordt, terwijl vóór de tijd $t = 0$ het filter stroom- en spanningsloos was.

Fig. 3 geeft de stroom in de zelfinductie van de 4e cel, d.i.

$$i_4(t) = \sqrt{\frac{C}{L}} \int_0^{\omega_1 t} J_8(x) dx$$

¹⁾ Philips techn. T. 1, 298, 1936.

weer als functie van $\omega_1 t$, als op het oogenblik $t = 0$ de eenheidsspanning [1] tusschen de primaire klemmen van het filter geschakeld wordt. We zien, dat de stroom $i_n(t)$ tot het tijdstip $t = 2n/\omega_1$ zeer klein blijft en eerst daarna inzet en met geleidelijk afnemende amplitude oscilleert om de waarde $\sqrt{C/L}$. Dit is het analogon van de eindige looptijd van een signaal, zooals men die bij kabels aantreft. In ons geval heeft de stroom in de tijd $t = 2n/\omega_1$, n cellen doorlopen; per seconde worden dus $n/t = \frac{1}{2} \omega_1$ cellen doorlopen. De voortplantings-snelheid is dus $\frac{1}{2} \omega_1 = 1/\sqrt{LC}$ cellen per seconde.

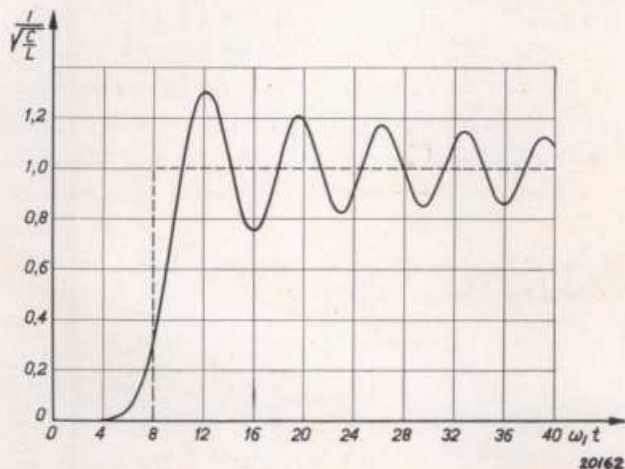


Fig. 3. De stroom in de zelfinductie van de 4e cel van een laagdoorlatend filter, bestaande uit een oneindig aantal cellen volgens het grondtype (of een eindig aantal cellen, met de spiegelbeeldimpedantie gesloten), als op het oogenblik $t = 0$ aan het begin van het filter de eenheidsspanning [1] ingeschakeld wordt. Deze stroom wordt voorgesteld door

$$i_4(t) = \sqrt{\frac{C}{L}} \int_0^{\omega_1 t} J_0(x) dx,$$

waarbij ω_1 de grensfrequentie van het filter is. De stippellijn geeft de stroom weer in hetzelfde punt, wanneer het filter, door oneindig ver doorgevoerde onderverdeling der filtercellen, ontaard is in een continue kabel.

Limietovergang van een laagdoorlatend filter naar een continue kabel

Het filter, dat in de vorige paragraaf beschouwd is, bestaat uit een serieschakeling van gelijke T -cellen. Vervangen we nu iedere T -cel door een serieschakeling van andere T -cellen, waarvan de zelfinducties zoowel als de capaciteiten m maal zoo klein zijn, dan blijft de totale zelfinductie en de totale capaciteit dezelfde. Daar voorts de grensfrequentie van het filter $\omega_1 = 2/\sqrt{LC}$ wordt bepaald door de zelfinductie en de capaciteit per cel, wordt deze grensfrequentie door het onderverdeelen met m vermenigvuldigd. Zetten we dit onderverdeelen ad infinitum voort, dan ontstaat bij de limiet $m \rightarrow \infty$ de continue kabel: gelijkmatig verdeelde zelfinductie in serie, en gelijkmatig verdeel-

de capaciteit langs de kabel parallel. Daar m oneindig geworden is, is de grensfrequentie van de kabel oneindig: door een kabel zonder weerstand worden alle frequenties zonder verzwakking doorgelaten. De impedantie van de kabel is de limietwaarde van

$$Z_T' = \sqrt{\frac{L}{C}} \sqrt{1 - \frac{\omega^2}{\omega_1^2}} \quad \text{voor } \omega_1 = \infty,$$

dus:

$$Z_T = \sqrt{L/C}.$$

Het gedrag nu van de kabel onder invloed van de eenheidsfunctie [1] is af te leiden uit het reeds bestudeerde gedrag van het filter, waaruit we de kabel als limietgeval ontstaan denken.

Nemen we het punt A in het oog, dat in het oorspronkelijke filter gelegen is aan het einde van de n^e cel, en noemen we de stroom aldaar $i_A(t)$. Wordt iedere cel onderverdeeld in m cellen, dan is voor iedere nieuwe cel de zelfinductie L/m en de capaciteit C/m , dus de grensfrequentie van het nieuwe filter is niet meer $2/\sqrt{LC}$, maar:

$$\omega_1 = \frac{2m}{\sqrt{LC}} \quad \dots \quad (15)$$

Uit (11) volgt nu voor de stroom in het punt A :

$$i_A(t) = i_{mn}(t) = \sqrt{\frac{C}{L}} \frac{\left(\sqrt{1 + \frac{p^2 LC}{4m^2}} - \frac{p\sqrt{LC}}{2m} \right)^{2mn}}{\sqrt{1 + \frac{p^2 LC}{4m^2}}} \quad (16)$$

Wordt vervolgens de onderverdeling der cellen oneindig ver doorgevoerd, dus wordt $m \rightarrow \infty$, dan gaat het filter over in de continue kabel. De totale zelfinductie tusschen het begin van het filter en het punt A blijft nL , de totale capaciteit nC . Zij l de lengte van de kabel tusschen het begin en het punt A , dan is de zelfinductie per eenheid van lengte $nL/l = \bar{L}$ en de capaciteit per eenheid van lengte $nC/l = \bar{C}$. Verder voeren wij de afkorting in: $1/\sqrt{\bar{L}\bar{C}} = c$. Nu is

$$LC = \frac{l^2}{n^2} \bar{L} \bar{C} = \frac{l^2}{n^2 c^2} \quad \dots \quad (17)$$

Dit gesubstitueerd in verg. (16) geeft:

$$i_A(t) = \sqrt{\frac{C}{L}} \frac{\left(\sqrt{1 + \frac{p^2 l^2}{4m^2 n^2 c^2}} - \frac{pl}{2mnc} \right)^{2mn}}{\sqrt{1 + \frac{p^2 l^2}{4m^2 n^2 c^2}}} \quad (18)$$

Laten we thans in deze formule m naar oneindig gaan, dan verkrijgen we het limietgeval van de continue kabel; dan is:

$$i_A(t) \doteq \lim_{m \rightarrow \infty} \sqrt{\frac{C}{L}} \frac{\left(\sqrt{\frac{p^2 l^2}{4m^2 n^2 c^2} - \frac{pl}{2mnc}} \right)^{2mn}}{\sqrt{1 + \frac{p^2 l^2}{4m^2 n^2 c^2}}} =$$

$$= \lim_{m \rightarrow \infty} \sqrt{\frac{C}{L}} \cdot 1 \cdot \left(1 - \frac{pl}{2mnc} \right)^{2mn} =$$

$$= \sqrt{\frac{C}{L}} \cdot e^{-pl/c} \dots \dots \dots (19)$$

Daar de impedantie van de kabel op ieder punt $\sqrt{L/C}$ is, is de operatorische voorstelling van de spanning in het punt A

$$e_A(t) \doteq e^{-pl/c} \dots \dots \dots (20)$$

Doch $e^{-pl/c}$ is de operatorische voorstelling van de eenheidsfunctie [1], inzettend niet bij $t=0$, doch bij $t=l/c$, zooals in fig. 4 is weergegeven.

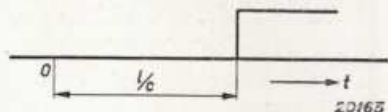


Fig. 4. Stroom in een continue kabel op een afstand l , wanneer de spanning in het beginpunt door de eenheidsfunctie van Heavyside voorgesteld kan worden.

Op de plaats A komt dus de eenheidsspanning [1], die aan het begin van de kabel ingeschakeld wordt, na de tijd $t=l/c$ als eenheidsspanning ongedistordeerd aan. Dus bij de overgang van een laagdoorlatend filter naar een continue kabel verkrijgt men een distorsie-vrije voortplanting met de looptijd l/c , overeenkomstig de elementaire theorie van de kabel. De transmissie is nl. distorsievrij geworden, doordat de grensfrequentie van het doorlaatgebied naar oneindig is verschoven. Voor een kabel zonder weerstand in een omgeving zonder dielectrische verliezen en met de dielectrische constante $\epsilon=1$ nemen de zelfinductie en de capaciteit dusdanige waarden aan, dat de voortplantingssnelheid c gelijk wordt aan de lichtsnelheid. Is $\epsilon > 1$, dan wordt c kleiner dan de lichtsnelheid.

Inschakelverschijnselen bij hoogdoorlatende filters van het grondtype

Het bovenstaande behandelde de inschakelverschijnselen van laagdoorlatende filters. Analoge uit-

drukkingen kunnen ook worden opgesteld voor de inschakelverschijnselen van hoogdoorlatende filters en wel met behulp van een mathematische transformatie, waarbij de inschakelverschijnselen in een tweede netwerk kunnen worden berekend, wanneer die in een eerste netwerk bekend zijn. Voorwaarde daartoe is, dat het tweede netwerk „frequentie-reciprook” is ten opzichte van het eerste netwerk; d.w.z. zelfinducties bevat op de plaats, waar in het eerste netwerk capaciteiten voorhanden zijn, en capaciteiten, waar zich in het eerste netwerk zelfinducties bevinden, terwijl de weerstanden in beide netwerken gelijk zijn. De waarden van de C^* , L^* en R^* s in het tweede netwerk moeten daarbij met de L , C en R 's van het eerste netwerk samenhangen volgens de relaties:

$$\frac{1}{\omega_1 C^*} = \omega_1 L,$$

$$\frac{1}{\omega_1 L^*} = \omega_1 C,$$

$$R^* = R,$$

waarbij ω_1 een willekeurig te kiezen hoekfrequentie is. Kiest men ω_1 gelijk aan de grensfrequentie van het laagdoorlatende filter, dan gaat het door de genoemde transformatie over in een hoogdoorlatend filter met dezelfde grensfrequentie en kan men met zeer algemeen afgeleide uitdrukkingen ²⁾ de inschakelverschijnselen bij hoogdoorlatende filters in gesloten vorm direct afleiden uit de bekende en in het voorafgaande behandelde inschakelverschijnselen bij het laagdoorlatend filter.

Daar in dit geval de componenten van hoge frequenties van de spanningsstoot op de eerste cel direct door alle seriecaciteiten stroomen doen vloeien, ontbreekt bij het hoogdoorlatend filter de retardatie, die boven bij het laagdoorlatende filter werd gevonden, en vertoonen de stroomen in alle ketens een discontinu front, hetgeen de mathematische voorstelling eenigszins gecompliceerd maakt. Wij zullen hier derhalve niet nader op ingaan.

²⁾ Balth. van der Pol, Physica 1, 521, 1934.

TRIODES MET GASVULLING

door H. G. BOUMEESTER en M. J. DRUYVESTEYN.

Samenvatting. In dit artikel wordt een met gas gevulde triode beschreven, die behalve een kathode, rooster en anode bovendien nog een zg. *kathanode* bevat, waarvan de werking wordt behandeld. Toepassingsmogelijkheden voor deze triodes worden aangegeven.

Ten einde met zoo weinig mogelijk versterkerlampen een zoo groot mogelijke versterking te kunnen bereiken heeft men gaarne de beschikking over lampen, waarin voor een bepaalde verandering van de roosterspanning een groote variatie van de anodestroom optreedt. Bij ontvanglampen van normale afmetingen is de verhouding tusschen deze beide veranderingen, de zg. steilheid, zelden grooter dan 10 milliamp. per volt. Vult men echter triodes van normale afmetingen met een weinig gas¹⁾, dan kan een steilheid verkregen worden van 30 mA/V of zelfs nog meer. Tegenover dit voordeel staan echter twee groote bezwaren, die de toepassing van dergelijke lampen verhinderen, nl. het sterker geruisch, dat deze lampen geven en het feit, dat de groote steilheid slechts bij lage frequenties bestaat; bij hogere frequenties (bijv. $> 10^6$ Hertz) daalt de steilheid tot een veel lagere waarde. De wijze, waarop de steilheid van de frequentie afhangt, is gemakkelijk te begrijpen, indien men bedenkt, dat het optreden van een groote steilheid bij gebruik van een gasvulling het gevolg is van de ionisatie door electronen in de nabijheid der anode; de gevormde positieve ionen verplaatsen zich slechts langzaam en neutraliseeren daardoor de ruimtelading van een groot aantal electronen, waardoor de anodestroom sterk toeneemt. Juist doordat de positieve ionen zich zoo langzaam verplaatsen (vanwege hun groote massa), neemt de steilheid af bij hogere frequenties.

Eenige tijd geleden²⁾ werd een met kwikdamp gevulde lamp beschreven, die als een triode gebruikt kan worden, maar die de twee bovengenoemde bezwaren van een met gas gevulde triode niet bezit, en waarbij de groote steilheid ook op eenigszins andere wijze wordt verkregen. Fig. 1 geeft de met gas gevulde triode in aanzicht. Fig. 2 is een doorsnede van de lamp, zooals deze door ons gebruikt werd. *K* is een indirect verhitte kathode. Op een afstand van 10 mm van de kathode bevindt zich een rechthoekige doos van gaas (*KA*). Op de langsdoorsnede ziet men, dat deze doos aan de boven- en onderzijde afgesloten is door

twee mica platen *m*. Direct achter dit eerste gaas bevindt zich een tweede gaas (afstand der gazen 1 tot 1,5 mm) en direct daarachter een tot

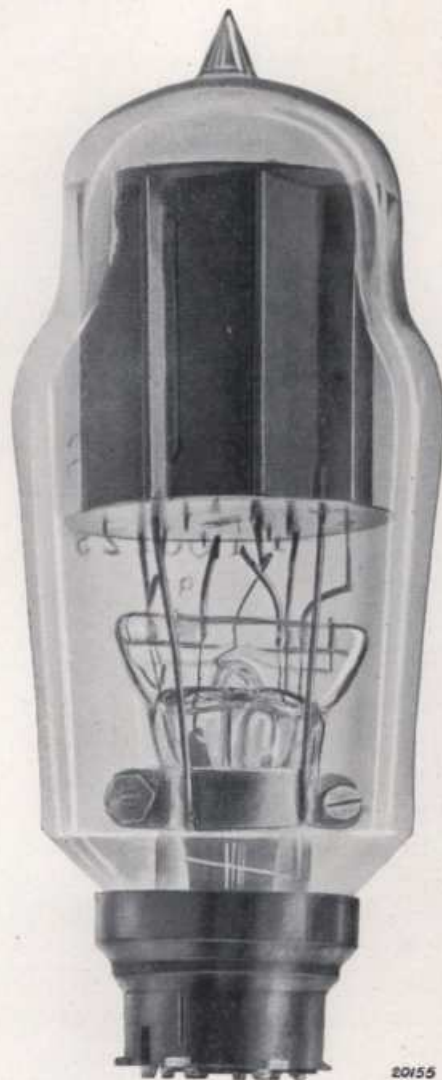


Fig. 1. Aanzicht van de met gas gevulde triode.

een rechthoek gebogen plaat, die als anode dienst doet. De ballon bevat een kwikdruppel, zoodat zich kwikdamp tusschen de electroden bevindt. De lamp wordt nu als volgt gebruikt. Tusschen de kathode en het eerste gaas wordt een boogontlading ontstoken, waarbij dit gaas als anode dienst doet. In een boog worden veel positieve ionen gevormd, die de ruimtelading der electronen opheffen, zoodat de brandspanning (d.i. de spanning tusschen kathode en anode) laag is, bijv. 10 V. Door deze

¹⁾ Twintig jaar geleden werden reeds met gas gevulde audions gebruikt.

²⁾ J. R. Nelson en J. D. le Van, Q.S.T. Juni 1935, pag. 23.

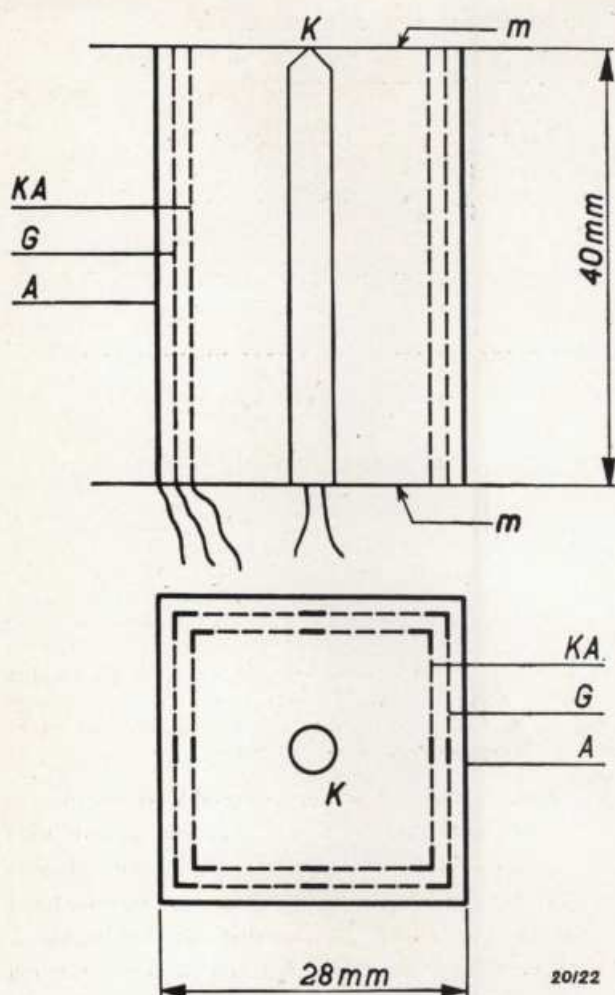


Fig. 2. Doorsnede van de met gas gevulde triode. K kathode, KA kathanode, G rooster, A anode en m mica-platen, die de ontlading begrenzen.

gaasvormige electrode beweegt zich een aantal electronen, die door het tweede gaas gaande naar de plaat getrokken worden. De plaat heeft dus de werking van de anode van een hoogvacuumlamp. Het tweede gaas is geheel analoog aan het rooster van een hoogvacuumlamp. Het eerste gaas is eenzijdig te vergelijken met de kathode van een vacuumlamp; daar het anderzijds de anode der hoogontlading is, wordt het de „kathanode” genoemd.

Om de karakteristieken van deze lamp te meten, wordt de schakeling van fig. 3 gebruikt. Een bat-

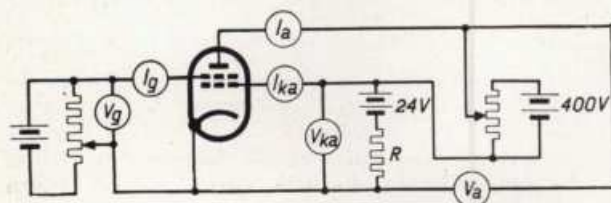


Fig. 3. Schakeling voor het meten der karakteristieken. V_a anodespanning, V_{ka} spanning aan de kathode, V_g rooster spanning, i_g roosterstroom, i_{ka} kathanocestroom i_a anode-stroom en R weerstand, die de hoogontlading stabiliseert.

terij van 24 V geeft via een weerstand R de hoogstroom, die bijv. 500 mA bedraagt. Men kan met behulp van potentiometers de rooster- en anodespanning veranderen en zoo de gebruikelijke karakteristieken meten. Hierbij verandert de hoogstroom naar de kathode niet; alleen verandert het gedeelte van deze stroom, dat komt van de kathode, resp. van de anode. Fig. 4 en 5 geven eenige karakteristieken, waarbij de anodestroom (i_a) gemeten werd als functie van de anodespanning (V_a), resp. de roosterspanning (V_g). Voor het in de figuren geteekende geval was de steilheid 27 mA/V, de inwendige weerstand 1900 Ohm, zoodat de ver-

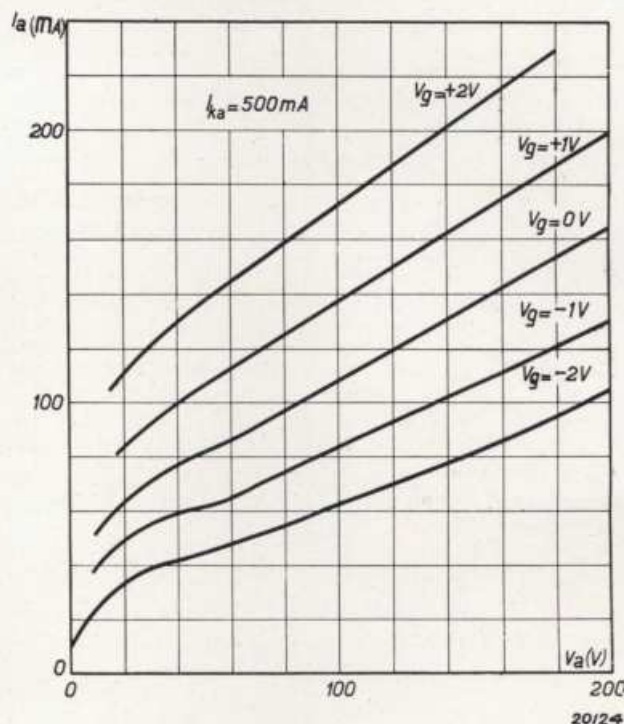


Fig. 4. Karakteristieken van de anodestroom i_a als functie van de anodespanning V_a bij verschillende waarden der roosterspanning V_g . De kathanocestroom i_{ka} is 500 mA.

sterkingsfactor 51 was. Het blijkt, dat de steilheid stijgt met toenemende hoogstroom, terwijl de versterkingsfactor hierbij weinig verandert.

Men kan de eigenschappen van deze lamp verklaren door de kathode te beschouwen als een kathode, waarbij de werking van de lamp analoog is aan die van een hoogvacuumtriode³⁾. Daar het

³⁾ Een principieel verschil tusschen deze virtuele kathode en een normale oxydkathode van een hoogvacuumlamp is, dat in het laatste geval de gemiddelde uittreesnelheid der electronen omstreeks 0,1 V bedraagt, terwijl deze in het eerste geval enkele Volts is. Het is wenschelijk om de uittreesnelheid der electronen bij de kathode zoo klein mogelijk te maken daar bij afnemende uittreesnelheid de steilheid stijgt. Men kan deze uittreesnelheid klein maken door de gasdruk hoog en de ontladingsruimte en de hoogstroom groot te kiezen; ook kan de uittreesnelheid klein worden gemaakt door een andere constructie te gebruiken dan

oppervlak der kathode zeer groot is en het rooster zich dicht bij de kathode bevindt, wordt de groote steilheid begrijpelijk. Het aantal positieve ionen, dat tusschen rooster en anode gevormd wordt, is gering en niet maatgevend voor de steilheid. Daar

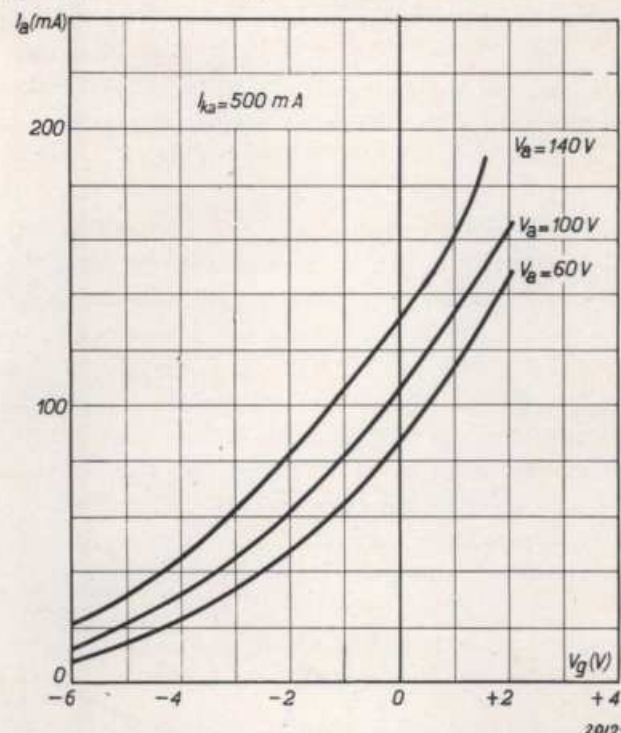


Fig. 5. Karakteristieken van de anodestroom i_a als functie van de roosterspanning V_g bij verschillende waarden der anodespanning V_a . De kathanodestroom i_{ka} is 500 mA.

bij variatie der roosterspanning wel de anodestroom verandert, maar niet de hoogstroom, terwijl ook het aantal positieve ionen, dat tusschen de kathode en kathanode gevormd wordt, constant blijft, moet men verwachten, dat de steilheid niet van de frequentie zal afhangen, zoolang deze niet zoo hoge waarden bereikt, dat de looptijd der electronen van belang wordt. Het blijkt dan ook, dat deze lamp goed te gebruiken is als oscillator bij een golflengte van bijv. 200 m. Ook het andere in de aanvang genoemde bezwaar van met gas gevulde lampen, nl. het sterke geruis, vertoont deze lamp niet.

Indien we nu deze lamp vergelijken met hoogvacuumlampen, dan staan, hoewel de twee bovengenoemde bezwaren niet bestaan, toch een aantal van die der hoogvacuumlampen afwijkende eigenschappen een algemeene toepassing in de weg. De belangrijkste hiervan zijn wel:

1) de kathanodestroom is een extra complicatie,

die van fig. 2. Door nl. de anode aan zijn buitenzijde door 2 roosters te omhullen en in de daarbuiten liggende ruimte, waarin zich ook de kathode moet bevinden, de ontlading te doen plaats vinden, wordt de ontladingsruimte groot en de snelheid der electronen bij de kathanode klein.

- vooral ook omdat deze stroom vrij groot is, bijv. 500 mA en constant moet blijven.
- 2) de roosterstromen zijn groot, bijv. enkele mA⁴⁾.
- 3) de rooster-anodecapaciteit is groot, doordat de

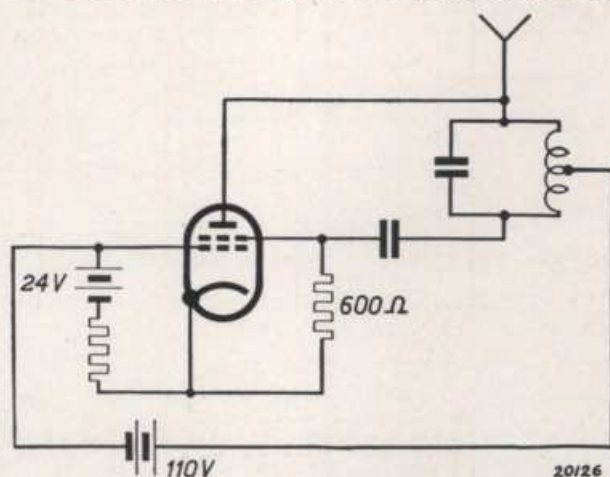


Fig. 6. Schema voor de schakeling van een met gas gevulde triode als oscillator van een éénlampzender, die op een anodespanning van 110 V werkt. De kathanodestroom wordt geleverd door een batterij van 24 V.

afstand dezer electroden gering is en dit is weer noodzakelijk, opdat hier een gering aantal ionisaties zal optreden. Door een schermrooster tusschen deze electroden te plaatsen, is deze capaciteit aanzienlijk te verkleinen.

- 4) daar de kwikdruk afhangt van de temperatuur, veranderen meestal de karakteristieken met veranderende kamertemperatuur, resp. bij koelen van de lamp met een luchtstroom⁵⁾.
- 5) de i_a - V_g -karakteristiek is vrij sterk gekromd.

Daar deze eigenschappen grootendeels een gevolg zijn van de aard der beschreven lamp, beperken zij de toepassingsmogelijkheden aanzienlijk. Het is echter duidelijk, dat deze eigenschappen voor enkele toepassingen bezwaarlijker zullen zijn dan voor andere.

Als oscillator van een éénlampzender is deze lamp zeer goed te gebruiken, en de groote waarde van de steilheid maakt, dat een zender volgens fig. 6 op 110 V gelijkspanning kan werken. De anodedissipatie bedroeg 12 W bij een kathanodestroom van 400 mA, terwijl de hoogfrequente energie 6 W bedroeg bij een golflengte van 670 m.

⁴⁾ Terwijl bij negatieve roosterspanning (ten opzichte van de kathode) een positieve ionenstroom naar het rooster gaat, die weinig verandert met de roosterspanning, gaat bij positieve roosterspanning een electronenstroom naar het rooster loopen, die sterk varieert met de roosterspanning.

⁵⁾ Dit bezwaar zou men kunnen ondervangen door in plaats van verzadigde, onverzadigde kwikdamp te gebruiken, dan wel door de lamp met een edelgas van lage druk te vullen. Echter is in dit laatste geval de steilheid geringer dan bij gebruik van kwikdamp.

OVER HET DEMPEN VAN MECHANISCHE TRILLINGEN

door A. CRAMWINCKEL, C. J. DIPPEL en G. HELLER.

Samenvatting. Twee factoren: wrijving en meegeven aan de spanningen bepalen de dempende eigenschappen der verschillende materialen. In dit artikel wordt besproken, hoe de dempende eigenschappen van de frequentie zullen afhangen, in verband met de genoemde factoren. Men kan twee groepen materialen aanwijzen, die zich ten opzichte van trillingen essentieel verschillend gedragen, nl. naar gelang het vloeien of de wrijving bij een dergelijk materiaal de hoofdrol speelt. Een beschrijving wordt gegeven van een dempingsmateriaal van de tweede soort, geschikt voor het dempen van de resonanties van mechanische trillingssystemen.

Het komt bij het construeeren van mechanische trillingssystemen (bijv. voor acoustische doeleinden) dikwijls voor, dat men ongewenschte resonanties wil dempen, zonder daarbij de gevoeligheid van het systeem te zeer te schaden. Dikwijls is hiertoe goed te gebruiken een damping door lucht, of (als die onvoldoende is) door olie of een andere vloeistof. In bepaalde gevallen kan dit ongewenscht of practisch onmogelijk uit te voeren zijn, dan is men aangewezen op vaste dempingsmaterialen.

Het dempen van trillingen speelt tegenwoordig in de techniek een belangrijke rol en wij willen daarom hier schematisch iets over dempende stoffen mededeelen. In de eerste plaats willen wij de belangrijkste oorzaken voor het dempen van trillingen nagaan. Als model beschouwen wij daartoe de lineaire trilling van een massapunt onder de invloed van geïdealiseerde elastische krachten en dempingen. Verder zullen wij de oplossing voor speciale toepassingen bespreken.

Wrijving en meegeven als oorzaken van demping

In hetgeen volgt willen wij twee oorzaken van het dempen van trillingen behandelen¹⁾. De eerste, de wrijving, is uit de mechanica algemeen bekend. Zij kan beschreven worden als een kracht, die in tegenstelling met de elastische krachten steeds tegen de bewegingsrichting in werkt en toeneemt met de snelheid. Deze kracht is in het eenvoudigste geval (vloeistofwrijving) evenredig met de snelheid v en voldoet aan de betrekking:

$$\text{wrijvingskracht} = -\alpha v = -\alpha \frac{dx}{dt} \quad (1)$$

x is de afgelegde weg, α wordt de wrijvingscoëfficiënt genoemd.

Er is echter nog een tweede verschijnsel, dat demping van trillingen veroorzaakt. Houden wij een materiaal als bijv. eboniet een tijdlang in een

elastisch gedeformeerde toestand, dan zullen wij zien, dat het na het wegnemen van de belasting niet meer geheel naar zijn oude evenwichtstoestand terugkeert. Dit is een gevolg van het feit, dat de spanningen, die in het materiaal optreden tengevolge van de aangebrachte deformatie, niet volkomen elastisch zijn, maar in de loop van de tijd afnemen, omdat in een dergelijk materiaal de moleculen zich in meerdere of mindere mate blijven verplaatsen. Houden wij bij een dergelijk materiaal de uitwendige belasting constant, dan resulteert deze moleculaire verplaatsing in een „vloeien” van het materiaal. Wij krijgen nu voor het probleem van de lineaire trilling de differentiaalvergelijking:

$$dK = -c dx - K \frac{dt}{\tau}, \quad (2)$$

waarin τ een „afname” tijd is²⁾. Volgens deze vergelijking wordt de teruggedrijvende kracht voor volgend snelle trillingen, d.w.z. bij trillingstijden die klein zijn t.o.v. τ , evenredig met de amplitude ($K = -cx$). Bij constante uitwijking nemen de teruggedrijvende krachten echter in de loop van de tijd als volgt af:

$$\frac{dK}{K} = -\frac{dt}{\tau}$$

Men ziet gemakkelijk in, dat ook dit een dempen der trillingen tengevolge heeft.

Wanneer wij de snelheid v door een stroomsterkte i vervangen en de kracht K door een spanning V , dan is het hier gevormde beeld van de dempingsverschijnselen voor een massapunt analoog aan de demping van een trillingskring door een weerstand r in serie en een weerstand R parallel

¹⁾ Zie voor een uitvoeriger analyse: J. M. Burgers, Ned. Tijdschr. voor Nat. 1, 209, 1934. First Report on Viscosity and Plasticity, Verhand. Kon. Akad. Wet. A'dam, Afd. Nat. I, Deel XV, No. 3.

²⁾ Het aannemen van een afnametijd τ , onafhankelijk van de spanning, zooals we hier bij ons model gedaan hebben, wil zeggen, dat ook bij de kleinste spanningen reeds vloeien zal optreden. In de practijk heeft men echter nagenoeg altijd te maken met materialen, waarbij het vloeien pas in merkbare mate optreedt boven een bepaalde waarde van de spanning, vloeigrens geheeten.

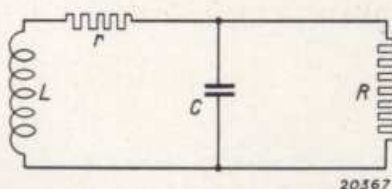


Fig. 1. Vervangingscircuit voor een mechanische trilling met wrijving en meegeven aan de spanningen. In plaats van de wrijvingscoëfficiënt α treedt de weerstand r , in plaats van de afnametijd τ der spanningen treedt de ontladitijd $R \cdot C$ van de condensator.

(zie fig. 1). Men verifieert gemakkelijk, dat dit elektrische probleem precies aan dezelfde differentiaalvergelijkingen voldoet als het mechanische model, indien men de elektrische elementen zoodanig kiest, dat:

$$\begin{aligned} C &= 1/c, \\ L &= m, \\ r &= \alpha, \\ R \cdot C &= \tau. \end{aligned}$$

Het is bekend, dat zoowel de serieweerstand r als de parallelweerstand R een dempen der trillingen tengevolge hebben. Bij ons mechanisch model vindt evenzoo damping plaats, zoowel tengevolge van de wrijving als tengevolge van het vloeien.

Het gedrag van dempende materialen onder de invloed van gedwongen trillingen

Voor de praktijk, nl. het dempen van trillingen in mechanische systemen, is het gedrag ten opzichte van gedwongen trillingen van veel meer beteekenis dan het vrije uittrillen. Men kan dit probleem voor een gedempte puntvormige massa gemakkelijk berekenen door behalve de inwendige krachten, welke overeenstemmen met die van de vrije trilling, nog een uitwendige kracht $k \sin \omega t$ in te voeren. Is zoowel wrijving als spanningsafname aanwezig, dan vindt men voor de absolute waarde van de amplitude A der trilling:

$$A = \frac{k}{c} \frac{1}{\sqrt{\left[1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2\right]^2 + \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 \left(\frac{\alpha}{c} + \frac{1}{\omega_0 \tau}\right)^2}} \quad (3)$$

waarbij ω_0 de eigenfrequentie van het vrij trillende systeem is. Deze vergelijking levert de gereduceerde amplitude $A/k/c$ als functie van de gereduceerde wrijving $\alpha' = \omega_0 \alpha/c$ en van de gereduceerde spanningsafname $\tau' = \omega_0 \tau$.

Bespreking der formule 3

In fig. 2 is voor een bepaald denkbeeldig geval ($\tau' = 20$, $\alpha' = 0,45$) de gereduceerde amplitude voorgesteld als functie van de gereduceerde frequentie ω/ω_0 . De frequentieschaal is verdeeld in vier gebieden, die wij afzonderlijk zullen behandelen.

I) Vloeigebied

Is de frequentie zoo laag, dat ω/ω_0 klein ten opzichte van 1 wordt, dan volgt uit verg. (3):

$$\frac{A}{k/c} = \frac{1}{\omega \tau} \quad (4)$$

In dit geval wordt de amplitude dus bepaald door de spanningsafnametijd τ , die bij het vloeien optreedt, derhalve noemen wij dit gebied het vloeigebied.

II) Statisch gebied

In het frequentiegebied tusschen ongeveer $1/20 \omega_0$ en $1/2 \omega_0$ wordt de amplitude vrijwel gegeven door de waarde:

$$A = k/c \quad (5)$$

Dit is de wet van Hooke, die geldt voor statische belasting van een materiaal met elastische constante c door een kracht k . Daarom noemen wij dit gebied hier het statische gebied.

III) Wrijvingsgebied

Bij resonantie ($\omega = \omega_0$) zou de amplitude onder afwezigheid van wrijving onbegrensd toenemen. Door de wrijving wordt de amplitude op zoodanige wijze begrensd, dat de maximale gereduceerde amplitude omgekeerd evenredig is met de gereduceerde wrijving:

$$\frac{A}{k/c} = \frac{c}{\omega_0 \alpha} = \frac{1}{\alpha'} \quad (6)$$

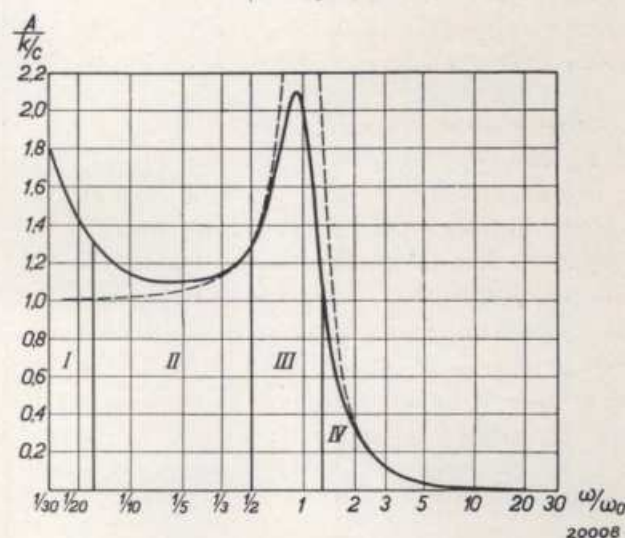


Fig. 2. Amplitude van een trillingssysteem als functie van de frequentie bij constante aandrijvende kracht. Bij zeer lage frequenties wordt de amplitude zeer groot tengevolge van vloeiverschijnselen (afnemen der spanningen), voor het overige blijft het bekende beeld van de gedempte trilling geheel behouden. De kromme geldt voor $\omega_0 \tau = 20$, $\omega_0 \alpha/c = 0,45$. I vloeigebied, II statisch gebied, III wrijvingsgebied, IV massagegebied. De gestippelde lijn in gebied I geeft aan, hoe de toestand zou zijn zonder dat vloeien op zou treden, in gebied III geeft deze aan, hoe het verloop zou zijn bij afwezigheid van wrijving (de amplitude wordt oneindig bij de resonantiefrequentie).

IV) Massagegebied

Voor zeer hoge frequenties ($\omega \gg \omega_0$) wordt de amplitude van de trilling onafhankelijk van wrijving, vloeien en elastische constante. Voor dit geval krijgt men:

$$A = \frac{k}{c} \frac{\omega_0^2}{\omega^2} = \frac{k}{m\omega^2}, \dots \quad (7)$$

d.w.z. een afname omgekeerd evenredig met de massa en met het kwadraat van de frequentie.

Uit de vergelijkingen (4) tot en met (7) blijkt, dat in deze vier verschillende frequentiegebieden de amplitude steeds wordt bepaald door één der vier grootheden τ , c , α en m . Tabel I brengt dit resultaat in beeld:

Tabel I

Gebied	karacteristieke grootheid
I) vloeigebied	τ
II) statisch gebied	c
III) wrijvingsgebied	α
IV) massagegebied	m

In twee gebieden wordt, zooals wij zien, de amplitude bepaald door de dempingsconstanten τ en α . De breedte van deze frequentiegebieden is evenredig met $1/\tau$ en met α . In het vloeigebied veroorzaakt het afnemen der spanningen bij een bepaalde amplitude van de gedwongen trilling een vermindering der krachten. In het wrijvingsgebied veroorzaakt de wrijving bij bepaalde uitwendige krachten een vermindering der amplitude.

Het is een probleem op zichzelf, hoe de dempingsconstanten samenhangen met het vloeien en de inwendige wrijving van het materiaal. Dit is nl. niet zonder meer aan te geven; het hangt bovendien af van het karakter der trillingsoverdracht en in het bijzonder bijv. daarvan, of in het dempingsmateriaal transversale of longitudinale trillingen ontstaan. Door Madelung en Flügge³⁾ werd een model met zuiver transversale trillingsoverdracht theoretisch en experimenteel onderzocht.

Bijzondere toepassingen

Het blijkt nu, dat er twee principieele verschillende soorten dempingsmateriaal bestaan. De eerste soort (vloeidempers) vloeit onder langzame krachtsveranderingen, maar is bij hogere frequenties elastisch. Dergelijke materialen zijn zeer geschikt om bij langzame vormveranderingen, als bijv. in fun-

damenten voorkomen, het optreden van elastische spanningen te vermijden. Een typische vertegenwoordiger van de vloeidempers is pek; geeft men met een hamer een korte slag op een stuk pek, waardoor trillingen van hoge frequentie worden opgewekt, dan veert het materiaal elastisch terug, doch wanneer men pek langzaam buigt, dan geeft het mee en keert niet meer in de oude vorm terug, er is vloeien opgetreden. De tweede soort (wrijvingsdempers) is elastisch bij langzame bewegingen zonder te vloeien; bij hoge frequenties worden trillingen echter gedempt door inwendige wrijving. Zulke materialen leenen zich zeer goed voor het dempen van instrumenten, die trillingen registreeren, vooral wanneer de elasticiteitsmodulus van de dempende stof klein genoeg is. Rubber is bij niet te hoge spanningen een typische wrijvingsdempers, heeft echter een relatief hoge elasticiteitsmodulus, zoodat door toepassing van rubber voor de demping van een trillingssysteem tegelijkertijd de stijfheid vergroot wordt.

Een wrijvingsdempers, die dit bezwaar niet heeft, wordt gebruikt in de geluidsschrijver van het Philips-Miller-systeem. Hierbij moet het materiaal als vloeistof in de dempingsruimte worden gegoten en daar snel stollen, voordat er kans is, dat het in de luchtspleten van het magnetische systeem vloeit. Deze overwegingen en het feit, dat een lage elasticiteitsmodulus verlangd werd, hebben er toe geleid, te zoeken onder de gelatineerende systemen, waarvan gelatine en agar-agar-oplossingen typische voorbeelden zijn. Een bijzonder voordeel van een vast dempingsmateriaal ten opzichte van vloeistoffen is de mogelijkheid om het aangrijpingspunt van de demping willekeurig te kiezen en af te grenzen en de dempingsmassa lokaal te kunnen aanbrengen.

Mengsels van gelatine en water zijn ongeschikt voor ons doel, daar zij snel indrogen en bovendien sterk krimpen, zoodat de massa bij het drogen loslaat van de aanhechtingswanden. Beide bezwaren kunnen worden opgeheven door toevoegen van glycerine. Hiervan is dan echter een zoodanige hoeveelheid noodig, dat de demping te veel verminderd wordt. Door het toevoegen van in water oplosbare oliën werd wel de gewenschte combinatie van groote demping en kleine stijfheid verkregen, de levensduur was echter onbevredigend, op den duur trad krimp op en nam de stijfheid steeds toe.

Het toevoegen van suiker bleek in ieder opzicht van voordeel te zijn. De demping is groter, de stijfheid blijft klein, het krimpen verdwijnt geheel en het materiaal hecht uitstekend.

³⁾ E. Madelung und S. Flügge, Ann. Physik **22**, 209, 1935.

De dempingeigenschappen van dit materiaal worden door een geschikte warmtebehandeling nog verbeterd. Het is opmerkelijk, dat dit gepaard gaat met een vermindering van de viscositeit van de massa in vloeibare toestand. Hieruit blijkt, dat de dempende eigenschappen van bepaalde gelatineerende systemen niet zonder meer afgeleid kunnen worden uit de eigenschappen van het systeem boven het gelatineeringspunt, dus in gesmolten toestand.

De totale demping van de geluidsschrijver werd ongeveer verdubbeld door het gebruiken van het dempingsmateriaal en de gevoeligheid nam hierbij slechts ongeveer 5% af.

Door de samenstelling te veranderen, kunnen de eigenschappen van het materiaal (smeltpunt, demping, stijfheid) nog wat worden gewijzigd. Door agar-agar te gebruiken in plaats van gelatine wordt bijv. het smeltpunt verhoogd.

Tenslotte dient nog te worden opgemerkt, dat dit materiaal ook kan worden gebruikt voor andere gevallen van trillingsdemping, zooals die bijv. optreden bij wasplaatsnijders en luidsprekers. Een der auteurs heeft het materiaal zelfs toegepast voor het vullen van fietsbanden, hetgeen goede resultaten opleverde; angezien geen vloeien optreedt, kan het rijwiel ook zonder bezwaar worden weggezegt, zonder dat de banden plaatselijk plat worden.

PRACTISCHE TOEPASSINGEN VAN RÖNTGENOGRAFISCH MATERIAALONDERZOEK VIII

door W. G. BURGERS.

In artikel VII dezer reeks werd besproken, dat uitzetten (resp. inkrimpen) van een kristalrooster röntgenografisch tot uiting komt door een verschuiving der interferentielijnen naar de kant van kleinere (resp. grotere) afbuigingshoeken van de bundel röntgenstralen. Hierop kan in principe een methode gebaseerd worden om langs röntgenografische weg de aanwezigheid van elastische spanningen in een materiaal aan te toonen¹⁾. Door dergelijke spanningen worden nl. elastische deformaties te voorschijn geroepen, tengevolge waarvan de afstanden der atomen iets gewijzigd worden, hetgeen in het röntgenbeeld tot uiting komt. Al naar de aard der spanningsverdeling in het materiaal of werkstuk, kan dit nog op verschillende wijze plaats hebben. In het algemeen zullen de spanningen van gebied tot gebied veranderen in richting en grootte. Zijn de gebieden, waarin de spanningstoestand praktisch nog constant is, groter dan het door de opvallende bundel röntgenstralen getroffen (dus groter dan ongeveer 1 mm²), dan is de roostervervorming over het geheele bestraalde gebied dezelfde: de röntgenlijnen zijn in dit geval hetzij naar binnen hetzij naar buiten verschoven, al naar de ter plaatse heersende spanning. Spanningen van deze aard, welke als „macro-spanningen” zullen worden aangeduid, kunnen bijv. optreden in de buurt der naden van lasstukken, of in werkstukken welke onder uitwendige belasting staan,

als assen, hefboomen, e.d. Elastische spanningen kunnen echter ook over veel kleinere gebieden wisselen, zoodat in een mm² reeds alle mogelijke spanningstoestanden voorkomen. Dergelijke „micro-spanningen” zijn bijv. aanwezig in koudbewerkte bijv. gewalste metalen, ook indien deze aan geenerlei uitwendige spanningen onderworpen zijn. In een dergelijk geval is in het bestraalde gebied een bepaalde roosterafstand op het eene punt iets vergroot, op een ander punt iets verkleind: de röntgenlijnen ondergaan nu een verschuiving zowel naar buiten als naar binnen. Dit heeft tengevolge, dat de lijnen vaag worden, terwijl hun onderlinge afstand in eerste benadering dezelfde is als bij afwezigheid van spanningen²⁾.

In vele gevallen zal de spanningstoestand van een werkstuk zowel macro- als micro-spanningen omvatten: op een röntgenfoto kan zich dit uiten door het optreden van lijnen, die verplaatst en verbreed zijn ten opzichte van de ongespannen toestand.

Wil men een röntgenografisch spanningsonderzoek uitvoeren aan een werkstuk, dan zal een opstelling gebruikt moeten worden zooals schematisch in fig. 1 is aangegeven, waarbij dus alleen de ongeveer in de richting van de opvallende bundel röntgenstralen teruggekaatste stralen op de film worden opgevangen. Deze opstelling is gunstig met het oog op de kleinheid der mogelijke deformaties. Laatstgenoemde wordt nl. tot op zekere hoogte

¹⁾ En ook eventueel te meten: men zie hiervoor A. E. van Arkel en W. G. Burgers „Inwendige spanningen in Metalen”, Polytechn. Wbl. 28, 513, 1934.

²⁾ Dit is het eerst aangetoond door A. E. van Arkel, Physica 5, 208, 1925.

begrensd door de vloeigrens (evt. de breukgrens) van het materiaal, d.i. die spanning, waarbij blijvende vervorming (eventueel breuk) optreedt. Bij

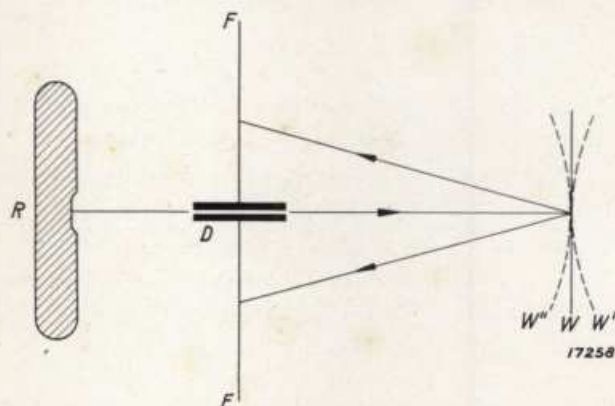


Fig. 1. Schematische opstelling van röntgenbuis, film en praeparaat bij röntgenografische spanningsbepaling.

R = röntgenbuis. D = diafragma.

$F-F$ = fotografische film (in het midden van een gat voorzien, waardoor het diafragma D steekt).

W = oppervlak van het te onderzoeken werkstuk of materiaal (zie voor de betekenis van W' en W'' voorbeeld 17).

overschrijding der vloeigrens worden de atoomafstanden, althans gemiddeld over gebiedjes van bijv. 1000 atomen, niet verder gewijzigd, aangezien het rooster dan meegeeft en de atomen over elkaar glijden. Deze kritische spanning bedraagt in het bijzonder bij metalen beslist minder dan 1% van de elasticiteitsmodulus, in het algemeen echter nog een veel kleiner gedeelte. Ook tengevolge van elastische spanningen optredende variaties der atoomafstanden zullen dus gemiddeld hoogstens van die orde van grootte zijn. Dit heeft weer tengevolge, dat zij alleen aanleiding kunnen geven tot een meetbare verschuiving der „gevoeligste” lijnen op een röntgenfoto, d.w.z. van die lijnen, welke voor een bepaalde verandering in atoomafstand de grootste verschuiving ondergaan. Zooals reeds in het vorige artikel (Philips techn. T. 1, 252, 1936: fig. 1b) is uiteengezet, zijn dit de binnenste lijnen op een zg. „omgelegde” opname, d.w.z. een opname, waarbij de film zoodanig is aangebracht, dat de opvallende röntgenstraal door een in de film aangebracht gat gaat. Dit is in de opstelling van fig. 1 het geval.

In verband met het sterk absorbeërend vermogen der metalen voor röntgenstralen brengt de röntgenografische methode van onderzoek met zich mede, dat op deze wijze alleen spanningstoestanden worden vastgelegd, welke optreden in de buitenste oppervlaktelaag (van bijv. 20μ dikte) van het te onderzoeken praeparaat of werkstuk.

In het volgende zullen eenige eenvoudige toe-

passingsmogelijkheden van röntgenografisch spanningsonderzoek worden besproken.

17. Aantoonen van macro-spanningen in een elastisch gebogen metaalband

Fig. 2a vertoont de gevoeligste interferentie-lijnen op een opname van een gewalste nikkelijzeren band, welke volgens de in fig. 1 geschetste opstelling loodrecht op zijn oppervlakte (W) bestraald is. Fig. 2b vertoont de opname van dezelfde band, nadat deze elastisch is gebogen volgens de in fig. 1 met de stippellijn W' aangeduide stand. De doorbuiging tusschen twee punten, welke 4 cm van elkaar lagen, bedroeg enkele mm. Tengevolge der doorbuiging is de bolle zijde der band evenwijdig aan het oppervlak elastisch gerekt, en dus in een richting loodrecht op het oppervlak elastisch samengedrukt.

De verkleining der atoomafstanden in laatstgenoemde richting geeft aanleiding tot een verschuiving der gevoelige röntgenlijnen naar binnen. Men beschouwe in het bijzonder de binnenste interferentiecirkel. Wordt de band juist andersom gebogen (stippellijn W'' in fig. 1), zoodat de holle zijde door de röntgenbundel getroffen wordt, dan treedt een verschuiving der lijnen in tegenovergestelde richting op (fig. 2c). Uit de aard der lijnverschuiving kan dus het karakter der spanning in het oppervlak tot op zekere hoogte bepaald worden. In het besproken geval kan de grootte met de uit de mate van doorbuiging berekende vergeleken worden. Het voorbeeld zal de principiële mogelijkheid toelichten, de macro-spanningen op een of andere plek van een werkstuk, bijv. bij een laschnaad, te bepalen: het is hiertoe noodig een volgens de opstelling van fig. 1 daar ter plaatse genomen röntgenopname te vergelijken met een overeenkomstige opname van een spanningsvrije plaats.

18. Invloed van gloeien op de micro-spanningen in een stalen ring

Van twee stalen ringen, waarvan er één aan een gloeibehandeling (600°C gedurende $\frac{1}{2}$ uur) was onderworpen, werden de röntgenfoto's fig. 3a en b verkregen. De scherpte der gevoelige interferentie-lijnen (een doublet) is op beide foto's zeer verschillend, nl. diffuus in foto 3a, duidelijk gesplitst in foto 3b. Hieruit kan afgeleid worden, dat laatstgenoemde foto afkomstig is van de gegloeide ring: tengevolge van het gloeien zijn in deze ring de elastische micro-spanningen verdwenen, welke in de niet-gegloeide ring — waarschijnlijk tengevolge van voorafgegangene bewerking — aanwezig zijn, zoo-

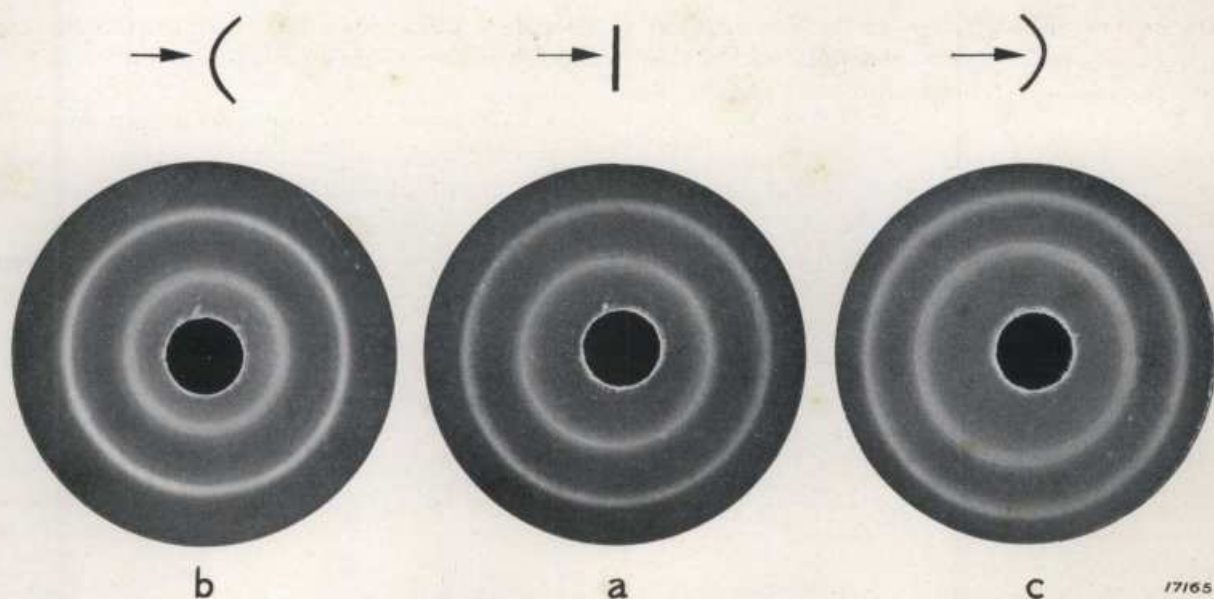


Fig. 2. Röntgenfoto's van een nikkelijzeren band, bestraald loodrecht op het oppervlak.
 a band vlak (W in fig. 1).
 b band gebogen, b u i t e n oppervlak bestraald (W' in fig. 1).
 c band gebogen, b i n n e n oppervlak bestraald (W'' in fig. 1).

als afgeleid kan worden uit de vaagheid der interferentiële lijnen.

19. Verschil in micro-spanningen tussen oppervlaktelaag en kern van een getrokken wolframdraad

Fig. 4a vertoont de gevoeligste röntgenlijnen op een foto van een koud-getrokken uit vele kristallen bestaande wolframdraad van 500μ dikte, fig. 4b de overeenkomstige lijnen op een foto van dezelfde draad, nadat een buitenlaag van ongeveer 15μ dikte

is afgeëtst. De lijnen op foto 4a zijn diffuus, die op foto 4b scherp. Dit is weer vooral duidelijk, doordat de foto's feitelijk twee dubbel-lijnen vertoonnen, waarvan de splitsing op foto a en foto b zeer verschillend is). Uit de foto's kan geconcludeerd worden, dat de buitenlaag van een getrokken wolframdraad, dus de laag, welke onmiddellijk langs de treksteen geloopt is, van plaats tot plaats wisselende vervormingen heeft ondergaan³⁾.

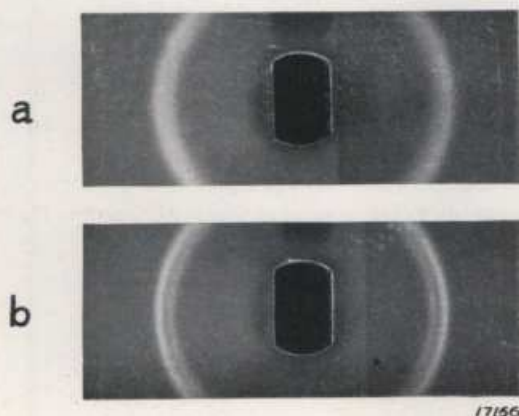


Fig. 3. Invloed van gloeien op de „micro-spanningen” in een stalen ring.
 a niet gegloeide ring,
 b ring, welke gedurende $\frac{1}{2}$ uur op 600°C gegloeid is.

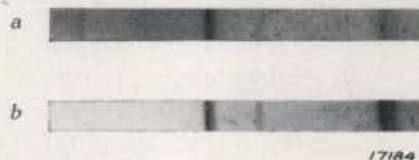


Fig. 4. Verschil in „micro-spanningen” tussen buitenlaag en kern van een getrokken wolframdraad.
 a niet geëttste draad van 500μ dikte,
 b na af-etsen van een laag van 15μ dikte.

³⁾ Zoals later nog nader zal worden uiteengezet, kunnen vage röntgenlijnen ook ontstaan tengevolge van de aanwezigheid van uiterst kleine kristallieten. Dat deze oorzaak hier uitgesloten is, kan met groote waarschijnlijkheid afgeleid worden uit het feit, dat de vervaging der lijnen op de foto der niet geëttste draad tot verdwijnen gebracht kan worden door de draad te gloeien op een temperatuur, waarbij practisch nog geen kristalgroei (rekristallisatie) optreedt, wel echter zoodanige atoomverschuivingen, dat de vervormingen van het kristalrooster en dus de micro-spanningen afnemen.

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLICATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

- No. 1123:** W. de Groot en J. H. Gisolf:
De Geiger-Müller teller (Ned.
T. Natuurk. 3, 161-169, Juni 1936).

In deze voor de Nederl. Natuurk. Ver. gehouden voordracht werd een overzicht gegeven van de literatuur betreffende de Geiger-Müller teller, waarna mededeelingen werden gedaan over door de schrijvers zelf aan de ontlading met behulp van een kathodestraaloscillograaf verrichte waarnemingen. De verschillende vormen van de potentiaal van de draad als functie van de tijd, die hierbij werden gevonden, kunnen toegeschreven worden aan de verschillende waarden van onvermijdelijke capaciteiten en weerstanden. De verkregen krommen worden aan de hand van een verangschema gediscussieerd. Speciaal blijken de toevallig optredende momentane waarden van de potentiaal van de draad, die groter zijn dan de waarde, die uit de corona-karakteristiek te verwachten zou zijn, in het algemeen niet te beantwoorden aan potentiaalverschillen tusschen de elektroden kleiner dan de doorslagspanning („Anfangsspannung”).

- No. 1124:** A. Bouwers und W. J. Osterkamp: Die Unschärfe einer Röntgenaufnahme (Fortschr. Röntgenstr. 54, 87-91, Juli 1936).

Men verkrijgt de scherpste röntgenopnamen, indien voldaan wordt aan de zg. gelijkmatigheidsvoorwaarde, volgens welke de bewegingsonscherpte U_b , de folieonscherpte U_f en de geometrische onscherpte U_g ongeveer gelijk aan elkaar moeten wezen: $U_b = U_f = U_g$. Het is even verkeerdt om een te kleine opnametijd te gebruiken als om te werken met een te kleine brandvlek of met te fijn-teeknende versterkingsschermen.

- No. 1125:** E. J. Verwey and J. H. de Boer: Surface oxide films (Rec. Trav. chim. Pays-Bas 55, 675-687, Juli 1936).

Het colloïdchemische gedrag van solen van edele metalen wordt, evenals dat van colloïdale koolstof, door twee omstandigheden gegeven. De potentiaal-sprong in de elektrische dubbellaag wordt bepaald door de mate van bedekking met gas (= lucht); dit geeft aan het metaal ten opzichte van de oplossing een positieve potentiaal. In de meeste gevallen verloopt de potentiaal in het buitenste gedeelte van de dubbellaag echter andersom door de aan-

wezigheid van een oxydhuidje op het oppervlak, dwz. een mono-atomaire zuurstoflaag, die met het metaal, resp. de koolstof, chemisch is gaan reageren, waarbij een verbinding met sterk dipoolmoment ontstaat. Bij koolstof is de activeeringsenergie voor deze reactie zoo groot, dat het oppervlakte-oxyde bij kamertemperatuur slechts zeer langzaam wordt gevormd, zoodat de koolstof dan nog electrokinetisch positief is. De aard van deze activeeringsenergie en de wijze, waarop zich het verloop van de potentiaal in de dubbellaag wijzigt, wanneer het oppervlakte-oxyde gevormd is, wordt nader besproken.

- No. 1126:** T. Jurriaanse and M. J. Druyvesteyn: The transition from a glow discharge to an arc discharge (Physica 3, 825-840, Aug. 1936).

Nagegaan werd wat de waarschijnlijkheid is voor overgang van een glimontlading in een boogontlading bij aanraken van de kathode door een geleider. Deze waarschijnlijkheid voor de overgang tot de boog hangt van vele omstandigheden af, o.a. van de capaciteit en het spanningsverschil tusschen de geleider en de kathode, van de stroomdichtheid en de kathodeval van de glimontlading. De overgang kan zoowel geschieden bij het maken van het contact tusschen de geleider en de kathode als bij verbreken daarvan. Voor de waarschijnlijkheid van deze overgang tot de boog is de energie van de ontlading tusschen de geleider en de kathode van groot belang.

- No. 1127:** K. F. Niessen: Zur Theorie der Brownschen Bewegung eines kritisch gedämpften Galvanometers (Physica 3, 841-854, Aug. 1936).

Er wordt een theoretische methode ontwikkeld, volgens welke men de constante k van Boltzmann kan bepalen uit de Brownsche beweging van een kritisch gedempte galvanometer. Deze methode verschilt van de gebruikelijke principieel daarin, dat het in dit artikel vooral gaat om de wijze, waarop de te meten middelwaarde met de tijd verloopt.

- No. 1128:** J. L. Snoek: Messung der Koerzitivkraft an kleinen Proben (Physica 3, 855-858, Aug. 1936).

Een methode wordt beschreven, volgens welke men gemakkelijk en snel de coërcitiefkracht globaal kan bepalen aan een stuk materiaal van vrijwel willekeurige vorm.